

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON

pour obtenir

le grade DE DOCTEUR ES - SCIENCES PHYSIQUES

par

Gilles VOISIN

ETUDE DE LA STRUCTURE INTERDIGITALE (STRUCTURE
RADIOFREQUENCE A CAVITE) EN VUE DE SON
UTILISATION DANS UN ACCELERATEUR LINEAIRE D'IONS.

Soutenue le 19 Novembre 1971

devant la Commission d'Examen

JURY

MM. A. Sarazin Président

A. Blanc-Lapierre

P. Lapostolle

A. Septier

Y. Garault

M. Gusakow

A. Chabert

D. T. Tran

} Examineurs

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON

pour obtenir

le grade DE DOCTEUR ES - SCIENCES PHYSIQUES

par

Gilles VOISIN

ETUDE DE LA STRUCTURE INTERDIGITALE (STRUCTURE
RADIOFREQUENCE A CAVITE) EN VUE DE SON
UTILISATION DANS UN ACCELERATEUR LINEAIRE D'IONS.

Soutenue le 19 Novembre 1971

devant la Commission d'Examen

JURY

MM. A. Sarazin Président

A. Blanc-Lapierre	}	Examineurs
P. Lapostolle		
A. Septier		
Y. Garault		
M. Gusakow		
A. Chabert		
D. T. Tran		



UNIVERSITE CLAUDE BERNARD de LYON

Président :	J. BOIDIN, Professeur
1er Vice-Président :	R. TOURAINE, Maître de Conférences agrégé
2ème Vice-Président :	P. PONCET, Maître-Assistant
3ème Vice-Président :	D. SETTELEN, Etudiant

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

<u>Unités</u>	<u>Directeurs</u>
U.E.R. Médicale Grange-Blanche	D. GERMAIN, Professeur
U.E.R. Médicale Alexis-Carrel	R. TOURAINE, Maître de Conférences agrégé
U.E.R. Médicale Lyon-Nord	A. BERTOYE, Professeur
U.E.R. Médicale Lyon- Sud-Ouest	L. TOLOT, Professeur
U.E.R. des Sciences Pharmaceutiques	M. CARRAZ, Maître de Conférences agrégé
U.E.R. des Techniques de Réadaptation	P. MOUNIER-KUHN, Professeur
U.E.R. de Biologie Humaine	J.C. CZYBA, Maître de Conférences agrégé
Institut Régional d'Education Physique et Sportive	J. SAPIN, Professeur E.P.S.
U.E.R. de Mathématiques	M. le Doyen J. BRACONNIER
U.E.R. de Physique	M. DUFAY, Professeur
U.E.R. de Chimie et Biochimie	Mlle D. GAUTHERON, Professeur
U.E.R. des Sciences de la Nature	L. DAVID, Professeur
U.E.R. de Biodynamique et Psychopédagogie	J. CHANEL, Professeur
U.E.R. de Physique Nucléaire	A. SARAZIN, Professeur
Institut Universitaire de Technologie-I	L. FEUVRAIS, Professeur
Institut Universitaire de Technologie-II	J. GALLET
Observatoire	J.H. BIGAY, Professeur

Secrétaire Général : P. IZAUTE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552624_0015

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I - ASPECTS THEORIQUES</u>	
I.1 METHODE GENERALE DE CALCUL DE CERTAINES STRUCTURES PERIODIQUES SIMPLIFIEES	5
I.1.1 Introduction	5
I.1.2 Principe	5
I.1.3 Développement des champs	7
I.1.4 Raccordement et conditions aux limites	9
I.1.5 Relation de dispersion	11
I.1.6 Expression des champs - Ondes stationnaires	12
I.1.7 Utilisation pratique	13
I.2 ETUDE DE DEUX STRUCTURES A TUBES DE GLISSEMENT	15
I.2.1 Introduction	15
I.2.2 Bases de calcul	16
I.2.3 Résultats	17
I.2.4 Propriétés particulières de la structure interdigitale	24
<u>CHAPITRE II - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA STRUCTURE INTERDIGITALE</u>	33
II.1 Introduction	33
II.2 Propriétés dispersives	34
II.3 Puissance et caractéristiques accélératrices	37
II.3.1 Principe des mesures	37
II.3.2 Résultats	37
II.4 Caractéristiques locales des champs	42
II.4.1 Répartition des champs	43
II.4.2 Sensibilité aux défauts mécaniques	47

CHAPITRE III - LA STRUCTURE INTERDIGITALE ACCELERATRICE	51
III.1 Conditions d'utilisation et zone de fonctionnement	51
III.2 Problèmes pratiques	53
III.2.1 Problèmes posés par l'accélération des ions lourds	53
III.2.2 Focalisation des ions	53
III.2.3 Détermination du champ accélérateur maximum	54
III.2.4 Problèmes mécaniques	56
III.2.5 Domaine utile	57
III.3 Détermination des cavités interdigitales accélératrices	57
III.3.1 Géométrie transversale d'une cavité	57
III.3.2 Réglages	60
 CONCLUSION	 65
 ANNEXE I - Expression des matrices intervenant dans les équations (9) et (10)	 67
ANNEXE II - Calcul de l'énergie emmagasinée dans une cavité	71
ANNEXE III - Fonctions transversales et intégrales de couplage dans les structure	73
ANNEXE IV - Principe de l'étude expérimentale des propriétés dispersives de la structure interdigitale	77
ANNEXE V - Principe des mesures du coefficient de surtension et de la répartition des champs dans la structure interdigitale	79
 BIBLIOGRAPHIE	 81

Ce travail a été effectué à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à son Directeur, Monsieur le Professeur A. SARAZIN, pour la bienveillance constante de ses directives et de ses encouragements.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur A. BLANC-LAPIERRE, Membre de l'Institut, pour l'intérêt bienveillant avec lequel il a accepté d'examiner mon travail.

Je tiens à dire toute ma gratitude à Monsieur P. LAPOSTOLLE, Physicien au CERN, pour les encouragements et les conseils précieux dont il m'a honoré.

Je remercie Monsieur le Professeur M. GUSAKOW, Monsieur le Professeur Y. GARAUULT, et Monsieur A. SEPTIER, Directeur de Recherche au C. N. R. S. d'avoir bien voulu s'intéresser à mon travail.

Je dois beaucoup à Monsieur TRAN DUC TIEN, Ingénieur au Département des Accélérateurs de la Société Thomson - CSF, qui m'a toujours fait bénéficier de son expérience lors des fréquents entretiens que nous avons eus ensemble et de ses nombreux séjours à Lyon.

Je voudrais tenter d'exprimer combien je suis redevable à Monsieur A. CHABERT, Chargé de Recherche au C. N. R. S., qui m'a accueilli dans son groupe au sein duquel il a facilité mon intégration dans tous les domaines. C'est à l'appui scientifique et humain que m'a prodigué quotidiennement Monsieur CHABERT que je dois, dans une très large mesure, d'avoir pu poursuivre mes recherches dans la voie qu'il m'avait indiquée.

Je tiens à dire combien j'ai été favorisé de pouvoir utiliser les moyens de calcul de l'Institut de Mathématiques Appliquées de Grenoble (système CP-CMS, en particulier). C'est à Monsieur B. VEYRON que je dois d'avoir été introduit à Grenoble et initié aux méthodes de calcul conversationnel. Je lui suis profondément reconnaissant de m'avoir fait bénéficier de son expérience dans ce domaine.

J'ai conscience d'avoir beaucoup appris au contact des spécialistes Allemands qui procèdent actuellement à la réalisation du projet UNILAC (GSI) à Darmstadt. Les échanges entre nos deux laboratoires se sont aussi matérialisés par la construction, en Allemagne, d'une cavité de grandes dimensions destinée à nos études sur maquette. Je suis très redevable à Monsieur le Professeur Ch. SCHMELZER et à Monsieur D. BÖHNE, Directeur du projet, de leur obligeance en cette occasion.

Sans l'efficacité de tout le personnel de l'Atelier Général de l'Institut et la compréhension de Monsieur L. GUYON, qui en assume la direction, la partie expérimentale de ce travail n'aurait certainement pas été menée à bien. Cette partie doit également beaucoup à MM. J. P. HADJOUT et G. MAURELLI, pour le rôle déterminant qu'ils ont joué dans la poursuite d'une très abondante série de mesures. Le Service d'Electronique Générale de l'Institut, dirigé par Monsieur J. C. CALDERO, a aussi beaucoup contribué au développement et à la mise au point du banc de mesures.

J'aimerais enfin remercier l'ensemble du Centre de Documentation de l'Institut, auquel je dois la mise en forme de mon manuscrit dans des délais particulièrement réduits.

INTRODUCTION

En 1966, c'est-à-dire au moment de définir les grandes lignes du projet d'accélérateur à ions lourds de Lyon, nous ne possédions guère, au sujet de la structure interdigitale, que la certitude de son efficacité pour le type de particules et dans le domaine d'énergies envisagés. Bien qu'elle ait été mentionnée pour la première fois dans la littérature en 1956¹⁾ et, sous une forme légèrement différente, en 1957²⁾, et qu'elle ait fait l'objet par la suite de travaux promoteurs à Kharkov^{3, 4)} et Saclay⁵⁾, nous ne disposions alors d'aucun résultat exploitable pour la mise en oeuvre pratique de cette structure.

Il nous a donc fallu entreprendre une étude complète, basée sur la recherche expérimentale systématique des caractéristiques de la structure périodique en fonction de ses paramètres géométriques. Ces résultats étaient, en effet, nécessaires pour permettre la détermination d'une cavité accélératrice, la prévision de ses performances et la mise en évidence des problèmes techniques posés par sa construction. Ces différents aspects ayant été développés par une méthode purement expérimentale, il nous a enfin semblé utile de les compléter par une tentative d'interprétation théorique.

Nous nous proposons ici de faire le point des différentes phases de cette recherche dont nous présentons d'abord l'aspect théorique, car il nous a conduit à développer une méthode de calcul assez générale. Bien que des tentatives aient été faites dans ce sens^{6, 7)}, l'approche de la structure interdigitale par la méthode des circuits équivalents s'est avérée assez décevante en raison de la nature complexe des couplages dont elle est le siège. Nous avons alors recherché une solution approchée des équations de Maxwell dans une géométrie simplifiée qui nous a permis, en particulier, de caractériser l'influence de la disposition interdigitale des supports de tubes de glissement sur les propriétés dispersives de la structure. Nous donnons ensuite les principaux résultats de notre étude expérimentale et nous traitons enfin de la structure accélératrice. Nous précisons la méthode utilisée pour la détermination d'une telle cavité, les problèmes techniques posés par sa réalisation et les performances que l'on peut en attendre, ainsi que le domaine d'application optimum de la structure.

Pour situer la structure interdigitale par rapport aux autres structures utilisables dans un accélérateur linéaire d'ions, nous allons dire quelques mots de ces dernières.

On peut dire que c'est Wideröe⁸⁾ qui a imaginé le premier accélérateur linéaire. Le principe de cet accélérateur fait appel à une suite de tubes de glissement alignés, alternativement reliés aux deux bornes d'un générateur à haute fréquence. Des particules circulant le long de l'axe des tubes rencontrent alors, dans chacun des intervalles qui les séparent, un champ électrique engendré par effet capacitif, et parallèle à leur trajectoire. En choisissant convenablement la phase des particules, pour qu'elles rencontrent un champ accélérateur dans le premier intervalle, et la distance entre les tubes de glissement successifs, pour qu'il en soit de même dans les intervalles suivants, les particules peuvent être accélérées, autant de fois qu'il est souhaitable,

par la différence de potentiel délivrée par le générateur. On voit que les tubes de glissement, par leur capacité, et les supports, qui les alimentent, jouent un rôle déterminant dans le principe même de cet accélérateur.

Par la suite, Alvarez ⁸⁾ a eu l'idée de perfectionner le dispositif de Widerøe, en faisant appel à une cavité résonnante, d'utilisation pratique beaucoup plus simple. La structure comporte encore des tubes de glissement, alignés sur l'axe d'une cavité cylindrique et tenus par des supports fixés à une génératrice de ce cylindre. Mais le rôle des supports et des tubes de glissement est beaucoup moins important que dans l'accélérateur de Widerøe. Ainsi, les tubes de glissement sont surtout destinés à éviter aux particules de rencontrer le champ électrique lorsque sa phase tendrait à les freiner, et la raison d'être des supports est essentiellement mécanique. Dans ce type d'accélérateur, la résonance est peu modifiée par rapport à celle du mode TM_{010} du guide cylindrique lisse; c'est surtout le diamètre de la cavité qui impose la fréquence de résonance. Les accélérateurs à ions lourds de Yale, Berkeley, et Kharkov (ainsi qu'une multitude d'accélérateurs à protons) sont basés sur l'utilisation de cette structure.

D'autres possibilités ont été proposées ⁸⁾. Il s'agit des structures de Sloan et Lawrence, basées sur l'utilisation d'une ligne coaxiale ⁹⁾ ou bifilaire ¹⁰⁾. Ces structures sont équipées de tubes de glissement, alternativement reliés à l'un ou l'autre de leurs deux conducteurs. Les tubes de glissement et leurs supports retrouvent un rôle comparable à celui qu'ils jouent dans l'accélérateur de Widerøe. Ces structures ont permis la réalisation des accélérateurs d'ions lourds de Manchester et Orsay (sous la forme bifilaire) et vont être utilisées (sous la forme coaxiale) dans celui de Darmstadt. Leurs principaux avantages résident dans leur bonne efficacité et dans les faibles dimensions transversales (de l'enceinte à vide, dans la géométrie bifilaire, ou du conducteur extérieur, dans la géométrie coaxiale) qu'elles autorisent.

Enfin, la structure à hélice a été proposée pour accélérer des ions lourds. Son principe est très différent, et elle ne comporte pas de tubes de glissement, mais seulement un conducteur enroulé en hélice, dans l'axe de laquelle passent les particules, et une enceinte à vide. Parmi les arguments en sa faveur, il faut citer la valeur relativement élevée du champ accélérateur moyen qu'elle peut tolérer, et surtout les dimensions transversales minimum qui la caractérisent.

La structure interdigitale est une structure à tubes de glissement. Elle s'apparente à la fois à la structure d'Alvarez et aux structures de Sloan et Lawrence, et l'on peut dire que c'est la structure à cavité qui se rapproche le plus du dispositif imaginé par Widerøe. Elle se présente comme un guide d'ondes chargé par des tubes de glissement alternativement reliés à deux génératrices opposées de la paroi cylindrique. Cette disposition est la seule différence géométrique qu'elle présente avec la structure d'Alvarez, où tous les supports sont portés par la même génératrice de la cavité. Comme dans la structure d'Alvarez, le diamètre de la cavité influe sur la fréquence, mais c'est surtout l'ensemble des tubes de glissement et des supports qui détermine la résonance, dans des conditions très perturbées par rapport au guide cylindrique lisse. Comme les structures de Sloan et Lawrence, la structure interdigitale se caractérise par son efficacité, due à la bonne concentration des champs dans les zones utiles (champ électrique, dans les intervalles accélérateurs, et champ magnétique, autour des supports des tubes).

Pour terminer cette introduction, il nous semble utile de préciser la

signification des symboles utilisés par la suite.

Les particules passent à l'intérieur des tubes de glissement et sont accélérées dans les intervalles accélérateurs, de longueur g , séparant les faces en regard de deux tubes consécutifs. La période accélétratrice de la structure est la distance L séparant les milieux de deux intervalles accélérateurs successifs.

A l'intérieur d'un guide infini, un système d'ondes électromagnétiques peut se propager dans certaines bandes de fréquence (bandes passantes) à l'intérieur desquelles la propagation est régie par une relation entre la pulsation ω et le déphasage par unité de longueur β_0 . Cette relation, dite de dispersion et caractéristique de la structure, se traduit, sur le diagramme de Brillouin, par les différentes courbes de dispersion de la structure. Nous représentons par λ , la longueur d'onde associée à la fréquence f par la relation $\lambda = c/f$, avec $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ où ϵ_0 et μ_0 désignent respectivement la constante diélectrique et la perméabilité magnétique du vide. Une onde de pulsation ω et de déphasage β_0 se propage avec la vitesse de phase $v_\varphi = \omega/\beta_0$, et sa vitesse de groupe est la pente de la courbe de dispersion au point considéré : $v_g = \partial \omega / \partial \beta_0$.

Lorsque le guide est fermé par deux plans de court circuit, la propagation ne se produit plus que pour une suite discrète de résonances, correspondant aux différents modes de chaque bande passante et pour lesquelles la structure est le siège d'ondes stationnaires.

Dans une structure accélétratrice, la condition de synchronisme entre les particules accélérées et le champ électromagnétique accélétrateur dépend du mode de fonctionnement. Ainsi, pour un mode 0, les champs étant en phase dans deux intervalles accélétrateurs successifs, la période accélétratrice doit être parcourue par le faisceau pendant une période, ou un nombre entier de périodes, de l'onde électromagnétique, ce qui se traduit par la relation $L = n\beta\lambda$ (où β est la vitesse des particules, normalisée à celle de la lumière, $\beta = v/c$). Pour un mode π , les champs étant en opposition de phase dans deux intervalles accélétrateurs successifs, la condition devient $L = n'\beta\lambda/2$, avec n' impair.

On a l'habitude de tenir compte de la variation du champ pendant le trajet des particules le long d'une période accélétratrice, par le facteur temps de transit

$$\tau = \left(\int_0^L \mathcal{E} dz \right) / \left(\int_0^L E dz \right).$$

Dans cette expression, $\mathcal{E}$ représente le champ effectivement rencontré au point de cote z par une particule passant par les milieux des intervalles accélétrateurs successifs au moment où le champ y atteint sa valeur maximum, et E , le champ crête au point de cote z . La définition du facteur temps de transit ne fait donc pas intervenir la phase des particules.

La structure accélétratrice est aussi caractérisée par son coefficient de surtension à vide, défini par la relation : $Q = \omega W/P$, où W est l'énergie électromagnétique emmagasinée dans la cavité, et P la puissance dissipée dans ses parois. On définit enfin la résistance shunt effective totale de la cavité par le rapport $R_s = \left(\int \mathcal{E} dz \right)^2 / P$, où l'intégrale du numérateur est étendue à toute sa longueur.

CHAPITRE I

ASPECTS THEORIQUES

I.1 METHODE GENERALE DE CALCUL DE CERTAINES STRUCTURES PERIODIQUES SIMPLIFIEESI.1.1 INTRODUCTION

Le but premier de cette étude était l'interprétation théorique des propriétés de la structure interdigitale. Cependant, le calcul rigoureux d'une telle structure étant particulièrement malaisé en raison de la nature essentiellement tridimensionnelle du problème, nous avons choisi de considérer une géométrie simplifiée, conduisant à des calculs à deux dimensions.

On sait que la résolution des équations de Maxwell dans un guide cylindrique lisse, de section quelconque, est un problème à deux dimensions. C'est aussi le cas dans une structure formée par la juxtaposition de tronçons de guides cylindriques le long de leur axe commun.

Nous avons ainsi été amené à considérer deux classes de structures, définies au paragraphe suivant et construites à partir de deux guides cylindriques différents. Ces deux structures, infiniment longues, sont invariantes dans leur ensemble, si on leur applique une transformation élémentaire simple. Le déplacement correspondant est une translation de longueur L , comme dans la structure "d'Alvarez" de la figure 1a, ou le produit de cette translation par une rotation de π , comme dans la structure "interdigitale" de la figure 1b. On peut alors établir un formalisme tout à fait général pour le calcul de ces deux structures.

Bien entendu, les conditions posées sont trop restrictives pour permettre le traitement rigoureux de la plupart des cas pratiques (exception faite, peut-être, pour les guides à iris métalliques). Cependant, on peut en général trouver une structure relativement peu modifiée (cf. figure 1), qui respecte ces conditions, et dont l'étude conduise à une interprétation au moins qualitative des propriétés de la structure réelle dont elle est dérivée.

Dans tout ce qui va suivre, nous nous bornerons au cas d'ondes à constante de propagation réelle, bien que l'étude des ondes complexes puisse être faite de manière très similaire.

I.1.2 PRINCIPE

Considérons des structures périodiques formées par la juxtaposition, le long d'un axe Oz , de tronçons de guides cylindriques (mais pas nécessairement de révolution) parallèles à cet axe.

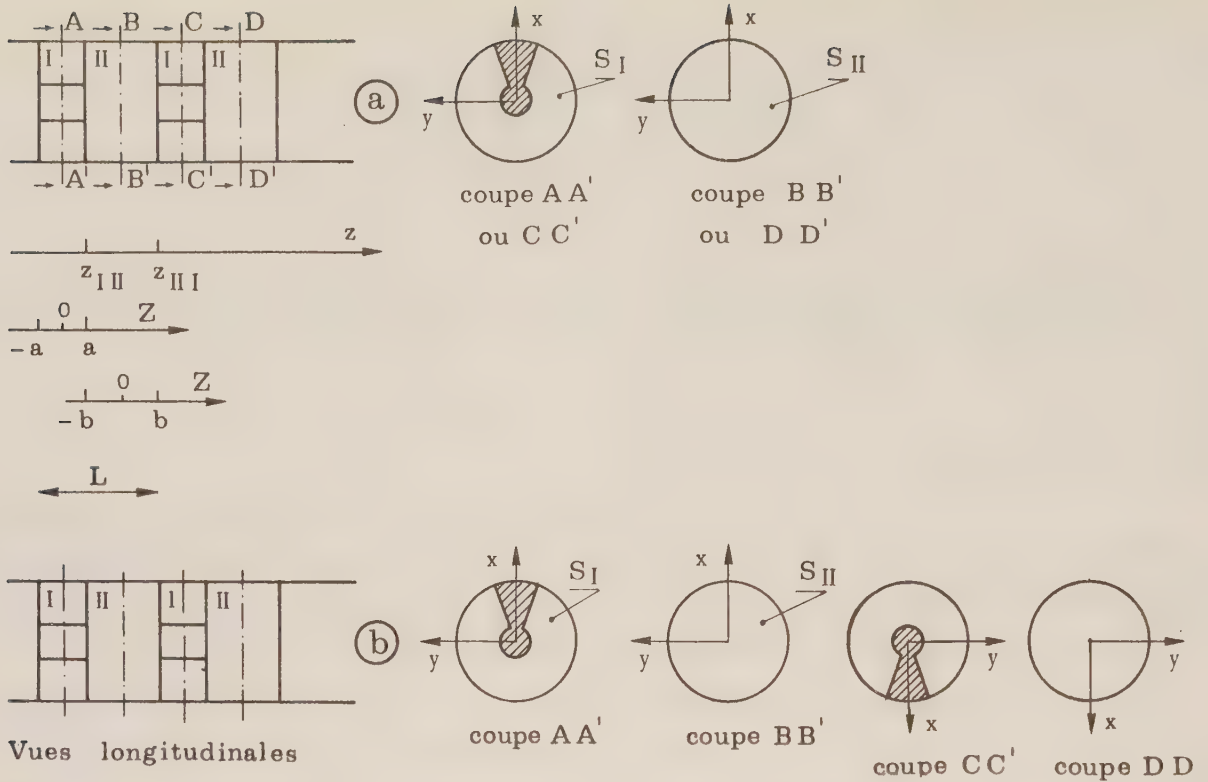


FIGURE 1 - Symétries des deux types considérés, dans l'exemple d'une structure à tubes de glissement déduite d'une structure d'Alvarez (a) ou interdigitale (b).

Bien que la théorie puisse être facilement adaptée à d'autres types de symétries, nous nous bornerons à l'étude des deux cas suivants :

1) Un guide de section S_{II} limitée par la courbe fermée C_{II} , périodiquement chargé par des tronçons d'un guide cylindrique de section S_I limitée par la courbe fermée C_I intérieure à C_{II} , comme représenté sur la figure 1a;

2) un guide de section S_{II} limitée par la courbe fermée C_{II} et admettant l'axe Oz comme axe de symétrie, périodiquement chargé par des tronçons d'un guide cylindrique de section S_I limitée par la courbe fermée C_I intérieure à C_{II} , tronçons déduits les uns des autres par le produit d'une translation parallèle à Oz et d'une rotation de π autour de cet axe, comme représenté sur la figure 1b.

Les surfaces S_{II} - S_I sont supposées métallisées dans tous les plans de raccordement tels que $z_{I II}$ et $z_{II I}$ et nous supposons, pour alléger le formalisme, que S_I et S_{II} sont simplement connexes. Les notations relatives à la géométrie longitudinale des structures sont précisées sur la figure 1.

Une onde progressive se propageant dans de telles structures périodiques peut être représentée, dans chaque zone I ou II, par son développement sur les modes propres TE et TM (le choix de domaines simplement connexes exclut les modes TEM) du guide correspondant.

L'identification des composantes transversales des champs et l'expression des conditions aux limites surtout les plans de raccordement tels que $z_{I II}$ et $z_{II I}$ permet de calculer les coefficients des développements.

Dans la pratique, compte tenu du théorème de Floquet, il suffit s'exprimer la continuité des champs transverses et les conditions aux limites sur deux plans de raccordement consécutifs. Dans le cas du deuxième type de structures envisagé, on écrit le théorème de Floquet pour un déplacement qui est le produit d'une translation d'une demi-période géométrique le long de Oz par une rotation de π autour de cet axe, déplacement qui ne modifie pas la structure dans son ensemble.

On est alors conduit à écrire un système linéaire et homogène dont les inconnues sont les coefficients de développement des champs.

La condition de non banalité de ce système se traduit par une relation entre la pulsation ω et le déphasage par unité de longueur suivant Oz , β_0 , qui n'est autre que la relation de dispersion de la structure. Ayant exprimé cette condition, il est possible de calculer, à un facteur multiplicatif près, les coefficients de développement des champs au mode considéré.

1.1.3 DEVELOPPEMENT DES CHAMPS

Particularisons deux tronçons successifs de type I et II, et donnons à chacun une origine locale de l'axe des z dans son plan de section médian (Fig. 1). Une onde progressive de pulsation ω , se propageant dans la structure infinie avec la vitesse de phase ω/β_0 , peut être représentée dans ces deux zones par les développements :

$$(1) \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_t^I = \sum_n \frac{\omega \mu_0}{2 \mu_n} [Y_n F_1(\alpha_n Z) + j X_n F_2(\alpha_n Z)] \vec{N} \wedge \vec{\nabla} \psi_n - \sum_m \frac{1}{v_m} \frac{\omega}{2} [W_m F_3(\beta_m Z) + j S_m F_4(\beta_m Z)] \vec{\nabla} \varphi_m \\ E_Z^I = \sum_m [W_m F_2(\beta_m Z) - j S_m F_1(\beta_m Z)] \varphi_m \\ \vec{H}_t^I = - \sum_n \frac{1}{\mu_n^2} [X_n F_3(\alpha_n Z) + j Y_n F_4(\alpha_n Z)] \vec{\nabla} \psi_n - \sum_m \frac{\omega \epsilon_0}{v_m} \frac{1}{2} [S_m F_1(\beta_m Z) + j W_m F_2(\beta_m Z)] \vec{N} \wedge \vec{\nabla} \varphi_m \\ H_Z^I = \sum_n [X_n F_2(\alpha_n Z) - j Y_n F_1(\alpha_n Z)] \psi_n \\ e^{j\beta_0 \frac{L}{2}} \vec{E}_t^{II} = \sum_p \frac{\omega \mu_0}{2 \sigma_p} [V_p G_1(\gamma_p Z) + j U_p G_2(\gamma_p Z)] \vec{N} \wedge \vec{\nabla} \eta_p - \sum_q \frac{1}{\tau_q} \frac{\omega}{2} [Z_q G_3(\delta_q Z) + j T_q G_4(\delta_q Z)] \vec{\nabla} \xi_q \\ e^{j\beta_0 \frac{L}{2}} E_Z^{II} = \sum_q [Z_q G_2(\delta_q Z) - j T_q G_1(\delta_q Z)] \xi_q \\ e^{j\beta_0 \frac{L}{2}} \vec{H}_t^{II} = - \sum_p \frac{1}{\sigma_p^2} [U_p G_3(\gamma_p Z) + j V_p G_4(\gamma_p Z)] \vec{\nabla} \eta_p - \sum_q \frac{\omega \epsilon_0}{\tau_q} \frac{1}{2} [T_q G_1(\delta_q Z) + j Z_q G_2(\delta_q Z)] \vec{N} \wedge \vec{\nabla} \xi_q \\ e^{j\beta_0 \frac{L}{2}} H_Z^{II} = \sum_p [U_p G_2(\gamma_p Z) - j V_p G_1(\gamma_p Z)] \eta_p \end{array} \right.$$

où Z varie de $-a$ à $+a$, dans la zone I et de $-b$ à $+b$, dans la zone II et où $\vec{N}$ représente le vecteur unitaire de Oz . L'indice t désigne la composante transversale des champs.

Le principe de ces développements est classique ¹¹⁾ pour des guides de section simplement connexe, et l'introduction de facteurs explicitement complexes ($j, e^{j\beta_0 L/2}$) se justifie puisqu'aucune hypothèse ne fixe le caractère réel ou imaginaire des coefficients X, Y, Z, T, U, V, W , et S . Elle est destinée uniquement à simplifier les calculs ultérieurs.

Les fonctions φ, ψ, ξ, η , des coordonnées transversales seulement, sont définies par :

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \nabla^2 \varphi_m + \nu_m^2 \varphi_m = 0 & \text{avec } \varphi_m = 0 \text{ sur } C_I \\ \nabla^2 \xi_q + \tau_q^2 \xi_q = 0 & \text{avec } \xi_q = 0 \text{ sur } C_{II} \\ \nabla^2 \psi_n + \mu_n^2 \psi_n = 0 & \text{avec } \partial \psi_n / \partial n = 0 \text{ sur } C_I \\ \nabla^2 \eta_p + \sigma_p^2 \eta_p = 0 & \text{avec } \partial \eta_p / \partial n = 0 \text{ sur } C_{II}, \end{array} \right.$$

où l'opérateur $\partial/\partial n$ représente la dérivée normale à la courbe (C_I ou C_{II}). Elles vérifient les conditions d'orthonormalisation :

$$(3) \quad \int_{S_I} \varphi_m \varphi_{m'} d\sigma = \delta_{mm'} ; \int_{S_I} \psi_n \psi_{n'} d\sigma = \delta_{nn'} ; \int_{S_{II}} \xi_q \xi_{q'} d\sigma = \delta_{qq'} ; \int_{S_{II}} \eta_p \eta_{p'} d\sigma = \delta_{pp'} .$$

Les fonctions de Z , normalisées de manière à être réelles, que leur argument soit réel ou imaginaire pur, présentent une parité définie par rapport au plan médian du tronçon correspondant ($Z = 0$) et sont de la forme :

	$\epsilon a \text{ ou } \epsilon_\ell b \neq K \frac{\pi}{2}$	$\epsilon a \text{ ou } \epsilon_\ell b = K \frac{\pi}{2}$	$\epsilon \text{ ou } \epsilon_\ell = 0$
	$F_1(\epsilon Z) = \frac{\sin(\epsilon Z)}{\sin(\epsilon a)}$	$\frac{\sin(\epsilon Z)}{\cos(\epsilon a) - \sin(\epsilon a)}$	$\frac{Z}{a}$
	$F_2(\epsilon Z) = \frac{\cos(\epsilon Z)}{\cos(\epsilon a)}$	$\frac{\cos(\epsilon Z)}{\cos(\epsilon a) - \sin(\epsilon a)}$	1
	$F_3(\epsilon Z) = \frac{\epsilon \sin(\epsilon Z)}{\cos(\epsilon a)}$	$\frac{\epsilon \sin(\epsilon Z)}{\cos(\epsilon a) - \sin(\epsilon a)}$	0
	$F_4(\epsilon Z) = \frac{\epsilon \cos(\epsilon Z)}{\sin(\epsilon a)}$	$\frac{\epsilon \cos(\epsilon Z)}{\cos(\epsilon a) - \sin(\epsilon a)}$	$\frac{1}{a}$
(4) {	$G_1(\epsilon_\ell Z) = \frac{\sin(\epsilon_\ell Z)}{\sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1+F_\ell}{2} - \frac{\cos(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b)} \frac{1-F_\ell}{2}$	$\frac{\sin(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b) - \sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1+F_\ell}{2} + \frac{\cos(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b) + \sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1-F_\ell}{2}$	$\frac{1+F_\ell}{2} \frac{Z}{b} - \frac{1-F_\ell}{2}$
	$G_2(\epsilon_\ell Z) = \frac{\cos(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b)} \frac{1+F_\ell}{2} - \frac{\sin(\epsilon_\ell Z)}{\sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1-F_\ell}{2}$	$\frac{\cos(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b) - \sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1+F_\ell}{2} - \frac{\sin(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b) + \sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1-F_\ell}{2}$	$\frac{1+F_\ell}{2} - \frac{1-F_\ell}{2} \frac{Z}{b}$
	$G_3(\epsilon_\ell Z) = \frac{\epsilon_\ell \sin(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b)} \frac{1+F_\ell}{2} + \frac{\epsilon_\ell \cos(\epsilon_\ell Z)}{\sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1-F_\ell}{2}$	$\frac{\epsilon_\ell \sin(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b) - \sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1+F_\ell}{2} + \frac{\epsilon_\ell \cos(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b) + \sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1-F_\ell}{2}$	$\frac{1-F_\ell}{2} \frac{1}{b}$
	$G_4(\epsilon_\ell Z) = \frac{\epsilon_\ell \cos(\epsilon_\ell Z)}{\sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1+F_\ell}{2} + \frac{\epsilon_\ell \sin(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b)} \frac{1-F_\ell}{2}$	$\frac{\epsilon_\ell \cos(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b) - \sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1+F_\ell}{2} - \frac{\epsilon_\ell \sin(\epsilon_\ell Z)}{\cos(\epsilon_\ell b) + \sin(\epsilon_\ell b)} \frac{1-F_\ell}{2}$	$\frac{1+F_\ell}{2} \frac{1}{b}$

où K est un entier positif, et ϵ , l'un quelconque des nombres $\alpha_n, \beta_m, \gamma_p, \delta_q$ liés aux arguments des fonctions transversales par les relations :

$$(5) \quad k^2 = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 = \alpha_n^2 + \mu_n^2 = \beta_m^2 + \nu_m^2 = \gamma_p^2 + \sigma_p^2 = \delta_q^2 + \tau_q^2 .$$

Le facteur F , qui intervient dans les fonctions définies sur la zone II, caractérise la parité des fonctions transversales correspondantes par rapport à l'axe de symétrie Oz ($F = +1$, pour une fonction paire, ou -1 , pour une fonction impaire), pour le second type de structures. Son introduction peut sembler quelque peu artificielle, mais elle simplifie sensiblement la suite des calculs. Dans le cas du premier type de structures, l'intervention de ce facteur (toujours égal à $+1$) ne se justifie que par le souci de présenter des formules générales.

Les cas particuliers pour lesquels l'argument des fonctions de Z est multiple entier de $\pi/2$ sur les plans de raccordement ont été envisagés surtout pour la rigueur du raisonnement. Nous pensions aussi éviter certains inconvénients lors du traitement numérique du problème sur ordinateur en choisissant la seconde forme de ces fonctions au voisinage immédiat de ces cas particuliers.

Le développement des champs dans un tronçon quelconque de la structure se déduit des expressions (1) par applications successives du facteur $e^{-j\beta_0 L}$ et, dans le cas de la deuxième structure envisagée, rotation du repère des coordonnées transversales (figure 1).

I.1.4 RACCORDEMENT ET CONDITIONS AUX LIMITES

D'après le principe du raccordement ^{12, 13)}, les composantes transversales du champ magnétique sont identifiées sur la surface S_I , dans les plans $z_{I\ II}$ et $z_{II\ I}$ (cf. fig. 1). Celles du champ électrique le sont sur la surface S_{II} , dans les mêmes plans, en considérant que le champ est nul, du côté I de la surface $S_{II} - S_I$, de manière à assurer la condition aux limites du côté II.

Pour le raccordement du champ magnétique, on multiplie scalairement les deux vecteurs à identifier, successivement par tous les vecteurs $\vec{\nabla}\psi_n$ et $\vec{N}\wedge\vec{\nabla}\varphi_m$, et on intègre sur S_I ; pour le raccordement du champ électrique, on fait de même avec les vecteurs $\vec{\nabla}\xi_q$ et $\vec{N}\wedge\vec{\nabla}\eta_p$, et on intègre sur S_{II} (en fait, du côté I, on intègre seulement sur S_I , puisque le champ est supposé nul sur $S_{II} - S_I$).

Compte tenu des relations :

$$(6) \quad \left\{ \begin{array}{l} \int_S \vec{\nabla}u \cdot \vec{\nabla}v d\sigma = - \int_C v \frac{\partial u}{\partial n} ds - \int_S v \nabla^2 u d\sigma \\ \int_S (\vec{\nabla}u \wedge \vec{\nabla}v) \cdot \vec{N} d\sigma = \int_C u \frac{\partial v}{\partial s} ds, \end{array} \right.$$

où S est un segment de surface limité par la courbe fermée C , et des relations (2) et (3), il apparaît les trois types d'intégrales de couplage suivants :

$$(7) \quad \left\{ \begin{array}{l} h_{pn} = \int_{S_I} \eta_p \psi_n d\sigma, \quad e_{qm} = \int_{S_I} \varphi_m \xi_q d\sigma, \\ (eh)_{qn} = \int_{C_I} \xi_q \frac{\partial \psi_n}{\partial s} ds. \end{array} \right.$$

Pour le deuxième type de structures envisagées, ces intégrales, prises sur le plan $z_{II\ I}$ se déduisent de leurs homologues sur le plan $z_{I\ II}$ par application de facteurs F_p

ou F_q qui caractérisent, comme nous l'avons dit plus haut, la parité des fonctions η_p et ξ_q par rapport à l'axe de symétrie des tronçons II.

Les équations de raccordement s'écrivent alors :

$$(8) \left\{ \begin{aligned} V_p G_1(-\gamma_p b) + j U_p G_2(-\gamma_p b) &= e^{j\beta_o L/2} \sum_n h_{pn} [Y_n F_1(\alpha_n a) + j X_n F_2(\alpha_n a)] \\ F_p [V_p G_1(\gamma_p b) + j U_p G_2(\gamma_p b)] &= e^{-j\beta_o L/2} \sum_n h_{pn} [Y_n F_1(-\alpha_n a) + j X_n F_2(-\alpha_n a)] \\ [Z_q G_3(-\delta_q b) + j T_q G_4(-\delta_q b)] e^{-j\beta_o L/2} &= \sum_n \frac{\omega \mu_o}{\mu_n^2} (eh)_{qn} [Y_n F_1(\alpha_n a) + j X_n F_2(\alpha_n a)] + \\ &\quad + \sum_m \frac{\tau_q^2}{\nu_m^2} e_{qm} [W_m F_3(\beta_m a) + j S_m F_4(\beta_m a)] \\ F_q [Z_q G_3(\delta_q b) + j T_q G_4(\delta_q b)] e^{j\beta_o L/2} &= \sum_n \frac{\omega \mu_o}{\mu_n^2} (eh)_{qn} [Y_n F_1(-\alpha_n a) + j X_n F_2(-\alpha_n a)] + \\ &\quad + \sum_m \frac{\tau_q^2}{\nu_m^2} e_{qm} [W_m F_3(-\beta_m a) + j S_m F_4(-\beta_m a)] \\ [X_n F_3(\alpha_n a) + j Y_n F_4(\alpha_n a)] e^{j\beta_o L/2} &= \sum_p \frac{\mu_n^2}{\sigma_p^2} h_{pn} [U_p G_3(-\gamma_p b) + j V_p G_4(-\gamma_p b)] + \\ &\quad + \sum_q \frac{\omega \epsilon_o}{\tau_q^2} (eh)_{qn} [T_q G_1(-\delta_q b) + j Z_q G_2(-\delta_q b)] \\ [X_n F_3(-\alpha_n a) + j Y_n F_4(-\alpha_n a)] e^{-j\beta_o L/2} &= \sum_p \frac{\mu_n^2}{\sigma_p^2} h_{pn} F_p [U_p G_3(\gamma_p b) + j V_p G_4(\gamma_p b)] + \\ &\quad + \sum_q \frac{\omega \epsilon_o}{\tau_q^2} (eh)_{qn} F_q [T_q G_1(\delta_q b) + j Z_q G_2(\delta_q b)] \\ S_m F_1(\beta_m a) + j W_m F_2(\beta_m a) &= e^{-j\beta_o L/2} \sum_q e_{qm} [T_q G_1(-\delta_q b) + j Z_q G_2(-\delta_q b)] \\ S_m F_1(-\beta_m a) + j W_m F_2(-\beta_m a) &= e^{j\beta_o L/2} \sum_q e_{qm} F_q [T_q G_1(\delta_q b) + j Z_q G_2(\delta_q b)] \end{aligned} \right.$$

Les deux premières séries d'équations du système (8) permettent d'éliminer les U_p et V_p , si $\gamma_p b \neq K\pi/2$; de même, les deux dernières séries d'équations permettent d'éliminer les W_m et S_m , si $\beta_m a \neq K\pi/2$.

Le système (8) peut alors se partager en deux systèmes matriciels :

$$(9) \quad \left\{ \begin{aligned} \begin{pmatrix} U_p \\ V_p \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} a_n \\ b_p \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} X_n \\ Y_n \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} W_m \\ S_m \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} b_m^q \\ c_m^q \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} Z_q \\ T_q \end{pmatrix} \end{aligned} \right. ,$$

et :

$$(10) \quad (M) \times \begin{pmatrix} U \\ X \\ T \\ S \\ V \\ Y \\ Z \\ W \end{pmatrix} = (0) .$$

Les U , V , W , et S interviennent dans le système (10) lorsque leur indice ne permet pas l'élimination ($\gamma_p b$ ou $\beta_m a = K\pi/2$), et dans le système (9), dans le cas contraire.

Les matrices (a_p^n) , (b_m^q) et (M) sont explicitées dans l'annexe I, mais il est important de noter que leurs éléments sont tous réels, pour autant que β_0 le soit.

1.1.5 RELATION DE DISPERSION

Le système (10) étant linéaire et homogène, son déterminant doit être nul pour qu'il admette une solution non banale :

$$(11) \quad \text{Det } (M) = 0 .$$

Cette condition se traduit, comme nous l'avons dit plus haut, par une relation entre ω et β_0 , qui est la relation de dispersion de la structure; autrement dit, tout couple de valeurs (ω, β_0) tel que le déterminant du système (10) soit nul représente les coordonnées d'un point d'une courbe de dispersion du guide périodique considéré, sur le diagramme de Brillouin.

Il est à remarquer que, dans le cas des modes 0 et π , le système (10) se décompose en deux systèmes partiels (cf. Annexe I) :

$$(10') \quad (M'_1) \times \begin{pmatrix} U \\ X \\ T \\ S \end{pmatrix} = (0) \quad \text{et} \quad (M'_2) \times \begin{pmatrix} V \\ Y \\ Z \\ W \end{pmatrix} = (0) ,$$

au mode 0, et

$$(10'') \quad (M''_1) \times \begin{pmatrix} U \\ Y \\ T \\ W \end{pmatrix} = (0) \quad \text{et} \quad (M''_2) \times \begin{pmatrix} V \\ X \\ Z \\ S \end{pmatrix} = (0) ,$$

au mode π .

Compte tenu de la forme du système (9), il résulte de cette décomposition que l'un des ensembles de coefficients (U, X, T, S , ou V, Y, Z, W , au mode 0, ou U, Y, T, W , ou V, X, Z, S , au mode π) est généralement nul pour les fréquences de coupure du guide considéré, les déterminants associés aux matrices (M'_1) et (M'_2) , comme aux matrices (M''_1) et (M''_2) n'ayant en général aucune raison d'être simultanément nuls.

Comme nous allons le voir par la suite, ce phénomène est lié aux cas de possibilité ou d'impossibilité rencontrés dans la pratique lorsque l'on cherche à exciter les modes de coupure dans une cavité fermée.

I.1.6 EXPRESSION DES CHAMPS - ONDES STATIONNAIRES

Une fois exprimée la condition de propagation (11), la résolution successive des systèmes (10) et (9) permet de calculer l'ensemble des coefficients de développement des champs proportionnellement à l'un d'entre eux qui peut être choisi arbitrairement. Physiquement, cette indétermination est levée par la puissance injectée dans le guide, en ce qui concerne l'amplitude, et par le choix de l'origine des temps, en ce qui concerne le déphasage de ce coefficient. Choisissons, par exemple, une solution réelle des systèmes réels (9) et (10).

Compte tenu du théorème de Floquet, le système (1) permet de représenter une onde progressive se propageant dans la structure infinie.

La forme particulière des systèmes (9) et (10) montre que, pour la pulsation ω , il existe une onde de déphasage $+\beta_o$, correspondant à un ensemble de coefficients X, Y, Z, T, U, V, W, S , et une onde de déphasage $-\beta_o$, correspondant à un ensemble de coefficients proportionnels à $X, -Y, -Z, T, U, -V, -W, S$ (cf. Annexe I). Cette deuxième solution représente une onde progressive voyageant en sens inverse de la première.

La combinaison de ces deux ondes progressives permet de représenter une onde stationnaire. En particulier, le champ dans une cavité de N périodes, fermée par des plans de court-circuit situés au milieu de tronçons de type I (fig. 2) peut être représenté par :

$$(12) \left\{ \begin{aligned} \vec{E}_{tN}^I &= \sum_n \frac{\omega \mu_o}{2 \mu_n} [Y_n F_1(\alpha_n Z) \cos N\beta_o L + X_n F_2(\alpha_n Z) \sin N\beta_o L] \vec{N} \wedge \vec{\nabla} \psi_n - \sum_m \frac{1}{2 \nu_m} [W_m F_3(\beta_m Z) \cos N\beta_o L \\ &\quad + S_m F_4(\beta_m Z) \sin N\beta_o L] \vec{\nabla} \varphi_m \\ E_{ZN}^I &= \sum_m [W_m F_2(\beta_m Z) \cos N\beta_o L - S_m F_1(\beta_m Z) \sin N\beta_o L] \varphi_m \\ \vec{H}_{tN}^I &= j \sum_n \frac{1}{\mu_n} [X_n F_3(\alpha_n Z) \sin N\beta_o L - Y_n F_4(\alpha_n Z) \cos N\beta_o L] \vec{\nabla} \psi_n + j \sum_m \frac{\omega \epsilon_o}{2 \nu_m} [S_m F_1(\beta_m Z) \sin N\beta_o L \\ &\quad - W_m F_2(\beta_m Z) \cos N\beta_o L] \vec{N} \wedge \vec{\nabla} \varphi_m \\ H_{ZN}^I &= -j \sum_n [X_n F_2(\alpha_n Z) \sin N\beta_o L + Y_n F_1(\alpha_n Z) \cos N\beta_o L] \psi_n \\ \vec{E}_{tN}^{II} &= \sum_p \frac{\omega \mu_o}{2 \sigma_p} [V_p G_1(\gamma_p Z) \cos(N+\frac{1}{2})\beta_o L + U_p G_2(\gamma_p Z) \sin(N+\frac{1}{2})\beta_o L] \vec{N} \wedge \vec{\nabla} \eta_p \\ &\quad - \sum_q \frac{1}{2 \tau_q} [Z_q G_3(\delta_q Z) \cos(N+\frac{1}{2})\beta_o L + T_q G_4(\delta_q Z) \sin(N+\frac{1}{2})\beta_o L] \vec{\nabla} \xi_q \\ E_{ZN}^{II} &= \sum_q [Z_q G_2(\delta_q Z) \cos(N+\frac{1}{2})\beta_o L - T_q G_1(\delta_q Z) \sin(N+\frac{1}{2})\beta_o L] \xi_q \\ \vec{H}_{tN}^{II} &= j \sum_p \frac{1}{\sigma_p} [U_p G_3(\gamma_p Z) \sin(N+\frac{1}{2})\beta_o L - V_p G_4(\gamma_p Z) \cos(N+\frac{1}{2})\beta_o L] \vec{\nabla} \eta_p \\ &\quad + j \sum_q \frac{\omega \epsilon_o}{2 \tau_q} [T_q G_1(\delta_q Z) \sin(N+\frac{1}{2})\beta_o L - Z_q G_2(\delta_q Z) \cos(N+\frac{1}{2})\beta_o L] \vec{N} \wedge \vec{\nabla} \xi_q \\ H_{ZN}^{II} &= -j \sum_p [U_p G_2(\gamma_p Z) \sin(N+\frac{1}{2})\beta_o L + V_p G_1(\gamma_p Z) \cos(N+\frac{1}{2})\beta_o L] \eta_p \end{aligned} \right.$$

où N représente le numéro de la section considérée, avec la condition classique :

(13)

$$\beta_0 L = \frac{\ell \pi}{N}$$

avec ℓ entier.

Naturellement, dans le cas du deuxième type de structures, ces expressions sous-entendent la convention représentée sur la figure 1b, en ce qui concerne le déplacement des axes des coordonnées transversales.

Dans le cas de la structure représentée sur la figure 1a, il est également possible de terminer une cavité par deux plans de court-circuit situés au milieu de tronçons de type II. L'expression des champs stationnaires correspondants est facile à trouver; elle peut d'ailleurs se déduire du système (12) en intervertissant les rôles des tronçons I et II, et en changeant leur numérotation, comme représenté sur la figure 2.

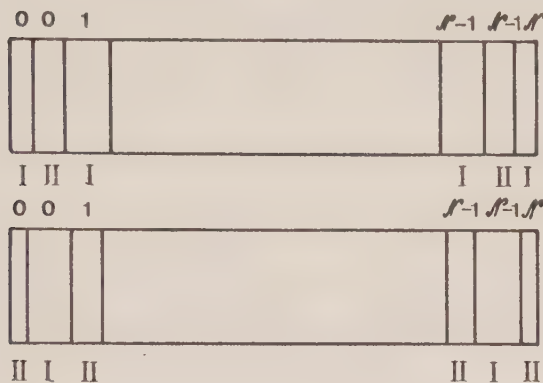


FIGURE 2 - Numérotation des différentes zones dans le cas d'une structure périodique fermée par deux plans de court-circuit.

Dans le cas de la structure représentée sur la figure 1b, il est en général impossible d'utiliser cette deuxième position des plans de court-circuit sans perturber les modes d'oscillation. Cette impossibilité résulte du fait que les fonctions G_1 , comme les fonctions G_2 , n'ont pas toutes la même parité, ou encore du fait que le guide constitué par les images de la cavité dans de tels plans de court-circuit ne possède pas la périodicité du guide initial.

D'autre part, il n'est pas toujours possible d'exciter les modes de coupure dans une cavité fermée. En effet, si le mode 0 admet une solution en U, X, T, S , il est incompatible avec la présence de court-circuits; par contre, s'il admet une solution en V, Y, Z, W , il est toujours observable (et pour les deux positions des plans de court-circuit, dans le cas de la structure représentée sur la figure 1a). De même, si le mode π admet une solution en U, Y, T, W , il peut être excité dans les deux types de structures, avec les plans de court-circuit au milieu de tronçons de type I; mais s'il admet une solution en V, X, Z, S , il ne peut être excité que dans la structure de la figure 1a, et avec des plans de court-circuit au milieu de tronçons de type II.

I.1.7 UTILISATION PRATIQUE

Les hypothèses de départ limitent l'utilisation du formalisme qui vient d'être exposé à certains types de structures simplifiées. D'autre part, la nécessité pratique de connaître analytiquement les ensembles orthogonaux de fonctions transversales restreint encore le

domaine d'application de cette méthode au cas où les courbes C_I et C_{II} sont de forme simple. Néanmoins, un assez grand nombre de structures reste justiciable d'un tel traitement.

Le calcul des intégrales de couplage (7) doit être effectué séparément pour chaque type de géométrie transversale envisagé. A partir de la connaissance de ces intégrales, la recherche des bandes passantes et des coefficients de développement des champs se fait de manière tout à fait générale. Elle a été programmée sur ordinateur.

Les coefficients de développement permettent de déterminer tous les paramètres de la structure. Pour notre part, nous nous sommes borné à la recherche de l'énergie emmagasinée dans la cavité (dont le calcul, indépendant de la géométrie, est donné dans l'annexe II) et des champs dans certaines régions intéressantes. Nous avons cherché, en particulier, une valeur théorique du rapport de la résistance shunt au coefficient de surtension de la structure. Nous avons examiné aussi les courants dans les parties conductrices les plus sollicitées, mais nous avons renoncé au calcul assez fastidieux (et peu général, car il fait intervenir explicitement la géométrie de la structure) du coefficient de surtension.

Naturellement, on ne peut utiliser qu'un nombre fini de termes dans les développements, ce qui pose le problème de la convergence du calcul. Sans en chercher la preuve mathématique, nous avons vérifié, dans le cas simple du guide à iris^{14, 15)}, que les résultats théoriques se rapprochent des valeurs expérimentales¹⁶⁾ au fur et à mesure de l'augmentation du nombre de termes. En fait, la méthode s'avère surtout efficace dans la recherche des premières bandes passantes d'une structure, obtenues avec une précision suffisante au prix de développements assez modestes, alors que l'expression des champs converge plus lentement, surtout au voisinage des plans de raccordement. Les résultats obtenus pour les structures étudiées au paragraphe I. 2 sont d'ailleurs en accord avec cette affirmation.

Compte tenu de ce que nous disions dans l'introduction de ce chapitre, et pour les raisons qui viennent d'être exposées, c'est donc dans le sens d'une interprétation qualitative du comportement de certains types de structures, bien plus que dans une tentative de résolution rigoureuse des équations de Maxwell pour une géométrie déterminée, que nous envisageons l'utilisation de cette méthode.

Signalons que le formalisme qui précède peut être facilement étendu aux cas où les sections S_I et S_{II} sont multiplement connexes ou constituées de plus d'une surface fermée. On pourrait ainsi introduire le trou central des tubes de glissement dans les structures étudiées au paragraphe I. 2, ou envisager le cas des structures à plusieurs supports (multi-stem).

Enfin, la théorie se généralise aisément au cas où le guide II est un cylindre de révolution et où les tronçons I se déduisent les uns des autres par le produit d'une translation de longueur L par une rotation d'un angle constant, θ , autour de l'axe. On pourrait, par exemple, étudier ainsi une structure "crossbar" idéalisée, avec $\theta = \pi/2$.

L'exploitation pratique du formalisme précédent sur ordinateur est basée sur deux programmes principaux (utilisés, l'un pour la recherche des bandes passantes, l'autre, pour le calcul des coefficients de développement des champs), faisant appel à un certain nombre de sous-programmes spécialisés (calcul des éléments du déterminant, du déterminant lui-même, de l'énergie emmagasinée dans la cavité, etc.). Naturellement, nous avons dû prendre certaines

précautions (triangularisation du système fondamental, contrôle itératif de la convergence des solutions, etc.) dans la manipulation de déterminants de grandes dimensions.

Comme nous avons eu la chance de pouvoir travailler sur l'ordinateur de l'Institut de Mathématiques Appliquées de Grenoble, les programmes sont destinés à une exploitation en mode conversationnel. Cette possibilité permet, en effet, de gagner beaucoup de temps d'unité centrale, en particulier dans la recherche des bandes passantes imbriquées.

A ces deux programmes généraux, il faut ajouter un certain nombre de programmes spécifiques des géométries étudiées et qui conduisent, d'une part au calcul des données qui leur sont nécessaires (détermination des zéros des fonctions transversales et obtention des intégrales de couplage), d'autre part, à l'utilisation de leurs résultats (calcul des champs à partir des coefficients de développement).

Plutôt que de présenter ici une description sommaire de l'ensemble de ces programmes, nous nous proposons de le faire, de manière plus détaillée, dans un prochain rapport interne.

I.2 ETUDE DE DEUX STRUCTURES A TUBES DE GLISSEMENT

I.2.1 INTRODUCTION

Dans l'optique de ce qui vient d'être dit, nous avons choisi d'étudier des structures à tubes de glissement simplifiées, dérivées des structures d'Alvarez et interdigitales classiques. Bien que la seconde fasse principalement l'objet de ce travail, il nous a paru intéressant, ne serait-ce qu'à titre comparatif, d'envisager aussi la première dont le calcul fait d'ailleurs appel aux mêmes intégrales de couplage.

Nous avons donc considéré successivement ces deux structures, correspondant à la figure 1 et dont les dimensions sont précisées sur la figure 3.

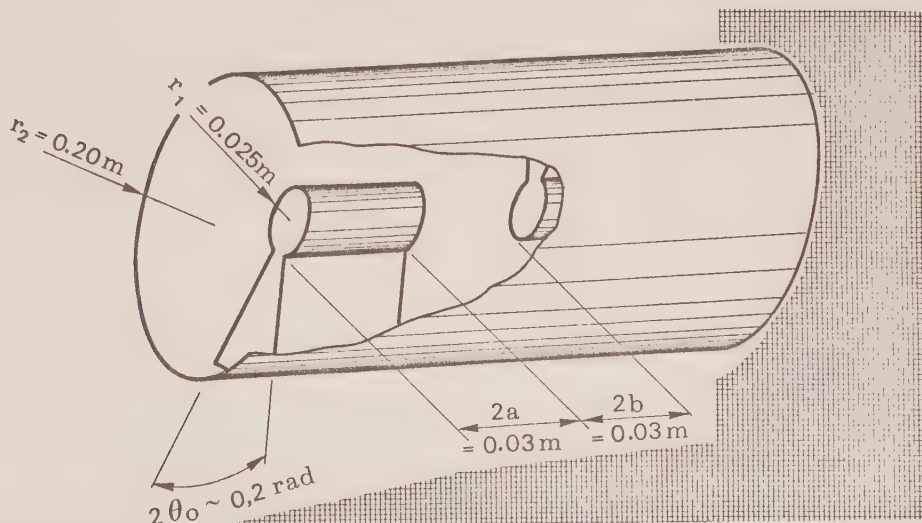


FIGURE 3 - Caractéristiques géométriques des structures étudiées. L'angle $2\theta_0$ des supports a été choisi le plus faible possible, compte tenu des impératifs de mécanique nécessités par la réalisation d'une cavité expérimentale de même géométrie.

Nous avons déterminé pour chacune les premières courbes de dispersion jusqu'à une valeur arbitraire de $\omega/c = 30 \text{ m}^{-1}$ (soit un peu moins de 1500 MHz) qui dépasse d'ailleurs de loin nos possibilités expérimentales (dont la limite supérieure se situe vers 900 MHz, pour les mesures de fréquence, et vers 500 MHz, pour les mesures de champ).

Les coefficients de développement des champs ont été calculés pour certains modes, de manière à essayer de rattacher les bandes passantes trouvées à celles du guide cylindrique lisse.

Dans certains cas, enfin, nous avons calculé les champs dans les régions les plus intéressantes de ces structures.

D'autre part, des expériences de contrôle ont été réalisées, sur une cavité de même géométrie, de manière à préciser la validité du modèle théorique, au moins dans la gamme de 0 à 500 MHz.

1.2.2 BASES DU CALCUL

Les fonctions transversales qui correspondent à la géométrie choisie sont de la forme :

$$(14) \quad \left\{ \begin{array}{l} \varphi_m^i(r, \theta) = A_m^i \sin a_i(\theta - \theta_0) F_{a_i}(\nu_m r) \\ \text{avec } a_i = \frac{(2i+1)\pi}{2\pi - 2\theta_0}, \quad i \text{ entier } \geq 0 \\ \psi_n^j(r, \theta) = B_n^j \cos a_j(\theta - \theta_0) H_{a_j}(\mu_n r) \\ \text{avec } a_j = \frac{(2j+1)\pi}{2\pi - 2\theta_0}, \quad j \text{ entier } \geq 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \xi_q^k(r, \theta) = A_q^k \cos(k\theta) J_k(\tau_q r), \quad k \text{ entier } \geq 0 \\ \eta_p^\ell(r, \theta) = B_p^\ell \sin(\ell\theta) J_\ell(\sigma_p r), \quad \ell \text{ entier } > 0 \end{array}$$

(Zone I) (Zone II)

avec :

$$(15) \quad \left\{ \begin{array}{l} F_{a_i}(\nu_m r) = J_{-a_i}(\nu_m r_2) J_{a_i}(\nu_m r) - J_{a_i}(\nu_m r_2) J_{-a_i}(\nu_m r) \\ H_{a_j}(\mu_n r) = J'_{-a_j}(\mu_n r_2) J_{a_j}(\mu_n r) - J'_{a_j}(\mu_n r_2) J_{-a_j}(\mu_n r) \end{array} \right.,$$

pour les modes présentant une composante E_z dans le plan de symétrie diamétral de la structure (modes à symétrie éventuellement accélératrice), ou :

$$(16) \quad \left\{ \begin{array}{l} \varphi_m^i(r, \theta) = A_m^i \sin a_i(\theta - \theta_0) F_{a_i}(\nu_m r) \\ \text{avec } a_i = \frac{2i\pi}{2\pi - 2\theta_0}, \quad i \text{ entier } > 0 \\ \psi_n^j(r, \theta) = B_n^j \cos a_j(\theta - \theta_0) H_{a_j}(\mu_n r) \\ \text{avec } a_j = \frac{2j\pi}{2\pi - 2\theta_0}, \quad j \text{ entier } \geq 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \xi_q^k(r, \theta) = A_q^k \sin(k\theta) J_k(\tau_q r), \quad k \text{ entier } > 0 \\ \eta_p^\ell(r, \theta) = B_p^\ell \cos(\ell\theta) J_\ell(\sigma_p r), \quad \ell \text{ entier } \geq 0 \end{array}$$

(Zone I) (Zone II)

avec :

$$(17) \quad \begin{cases} F_{a_i}(\nu_m r) = J_{-a_i}(\nu_m r_2) J_{a_i}(\nu_m r) - J_{a_i}(\nu_m r_2) J_{-a_i}(\nu_m r) \\ H_{a_j}(\mu_n r) = J'_{-a_j}(\mu_n r_2) J_{a_j}(\mu_n r) - J'_{a_j}(\mu_n r_2) J_{-a_j}(\mu_n r) \\ H_0(\mu_n r) = -Y_1(\mu_n r_2) J_0(\mu_n r) + J_1(\mu_n r_2) Y_0(\mu_n r), \end{cases}$$

pour les modes présentant une composante H_z dans le plan de symétrie diamétral de la structure (modes à symétrie non accélératrice). Les A et B qui figurent dans les formules (14) et (16) sont des facteurs de normalisation.

La distinction entre ces deux types de modes (éventuellement accélérateurs ou certainement pas accélérateurs) qui résulte de l'existence du plan de symétrie mentionné plus haut est importante car, les intégrales de couplage mixtes étant nulles, le système fondamental se décompose en deux parties indépendantes, dont chacune correspond à l'une de ces symétries. Bien que les modes propres des deux structures étudiées puissent présenter à la fois des composantes électrique et magnétique parallèles à l'axe, on peut considérer que la distinction entre les modes TM et TE subsiste dans ce plan de symétrie.

Dans la zone I, nous avons choisi d'utiliser les solutions linéairement indépendantes J_+ et J_- de l'équation de Bessel, de préférence aux fonctions J_+ et Y , en raison des difficultés présentées par le calcul des fonctions de Bessel de seconde espèce. Dans le cas de la fonction H_0 , toutefois, il n'est pas possible d'avoir recours à un tel artifice et nous avons dû faire intervenir explicitement les fonctions Y_0 et Y_1 , que nous avons d'ailleurs calculées à l'aide de la formule générale :

$$(18) \quad Y_n(Z) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\partial}{\partial n} J_n(Z) - (-1)^n \frac{\partial}{\partial n} J_{-n}(Z) \right]$$

assimilée à une équation aux différences finies.

Les normes, les valeurs de μ , ν , σ , τ correspondant à la géométrie expérimentale ainsi que les intégrales de couplage sont explicitées dans l'annexe III. Dans la suite, les modes propres du guide cylindrique de révolution (section S_{II}) seront désignés par les notations habituelles, et ceux du guide cylindrique de section S_I , de manière analogue, le premier indice représentant les $(2i+1)$, $(2j+1)$, $2i$ et $2j$ définis par les formules (14) et (16).

Nous nous sommes limité arbitrairement à 25 fonctions de chaque type, correspondant à 5 valeurs de l'indice des fonctions de Bessel et 5 valeurs de leur argument (5 premiers zéros de la fonction ou de sa dérivée).

Le calcul de la partie radiale des intégrales de couplage a été effectué par la méthode de Gauss.

I.2.3 RESULTATS

- Propriétés dispersives

Les figures 4 et 5 représentent les courbes de dispersion obtenues avec les deux dispositions possibles pour les supports, ainsi que les modes que nous avons pu trouver et identifier expérimentalement.

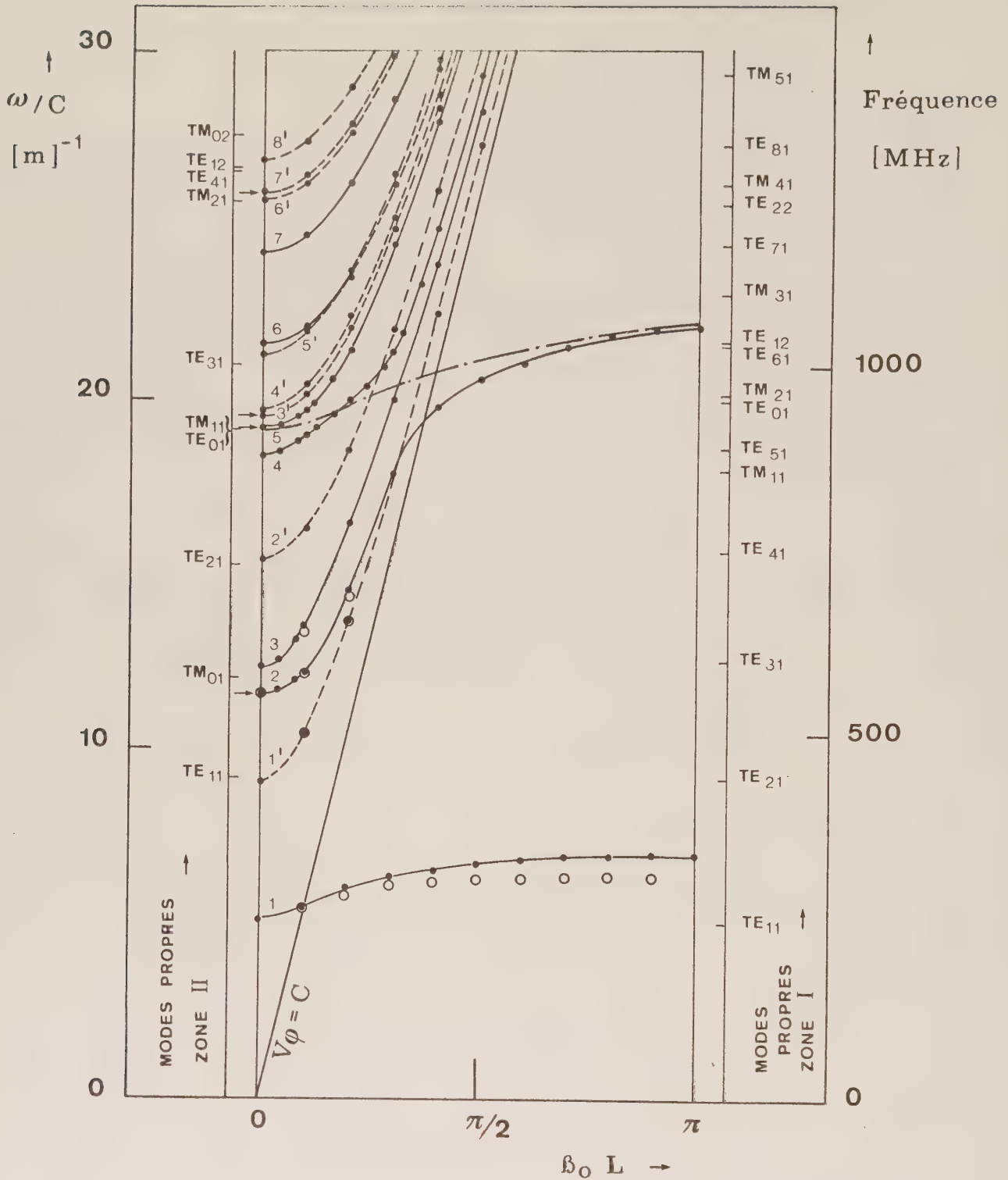


FIGURE 4 - Premières bandes passantes de la structure théorique pour la disposition strictement périodique des supports. En traits pleins : modes à symétrie éventuellement accélératrice, en pointillé : modes à symétrie certainement pas accélératrice. • Point théorique, o point expérimental. Les modes de coupure susceptibles d'être excités dans la cavité fermée sont signalés par des flèches horizontales. Les fréquences de coupure de bandes passantes des guides lisses de section S_I et S_{II} sont reportées de part et d'autre du diagramme. La courbe en traits mixtes représente l'allure supposée qu'aurait la deuxième bande passante "stem resonant" en l'absence de couplages.

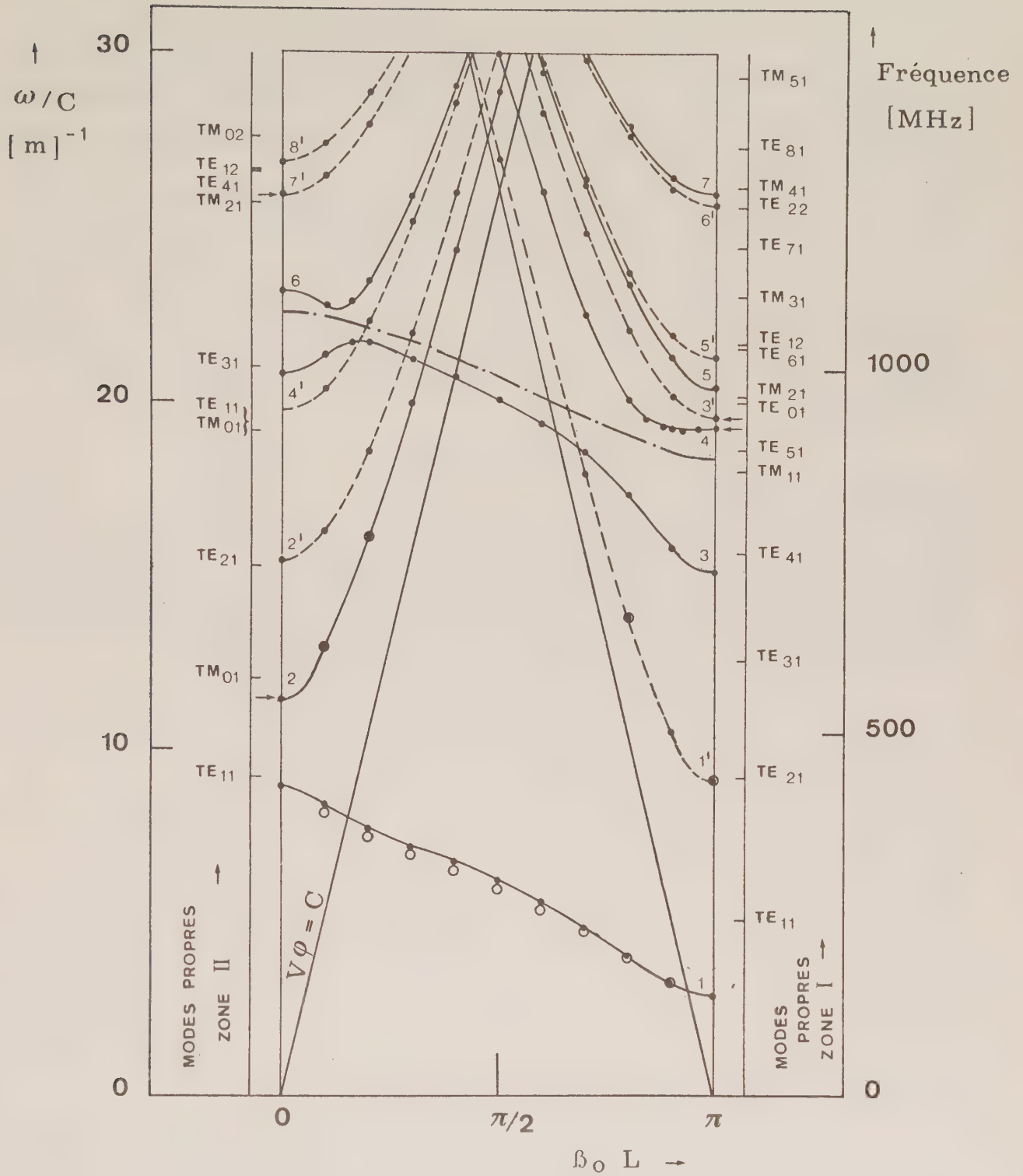


FIGURE 5 - Premières bandes passantes de la structure théorique pour la disposition interdigitale des supports. (Mêmes conventions que sur la figure 4).

La comparaison de ces deux figures montre que, contrairement à la structure "d'Alvarez", la structure "interdigitale" se caractérise par la présence d'ondes inverses dans la gamme de fréquences étudiée.

Nous avons dit comment nous avons été amené à distinguer deux types de bandes passantes, par la symétrie particulière des champs correspondants (symétrie éventuellement accélératrice ou symétrie certainement pas accélératrice). Il ressort clairement de la comparaison des figures 4 et 5 que le comportement de ces deux types de bandes passantes est très différent.

En effet, les bandes passantes à symétrie accélératrice sont profondément modifiées par la disposition (strictement périodique, ou interdigitale) des supports. Leurs courbes de dispersion sont d'ailleurs, en général, très éloignées de la forme hyperbolique. Par contre, exception faite, dans certains cas, pour un changement de signe de la vitesse de groupe, les bandes passantes à symétrie non accélératrice sont très peu modifiées par la disposition particulière des supports. De plus, leurs courbes de dispersion ne s'écartent que faiblement de la forme hyperbolique caractéristique des guides lisses.

Cette différence s'explique d'ailleurs par le raisonnement suivant. Dans le plan de symétrie longitudinal de la structure, les modes à symétrie non accélératrice sont caractérisés par un champ électrique perpendiculaire et un champ magnétique tangent à ce plan. Si l'on métallise complètement ce plan de symétrie, il est clair que la propagation de tels modes n'est pas affectée. Si la métallisation est partielle, de manière à constituer une structure périodique infiniment mince, on doit s'attendre à une faible modification de la propagation (en particulier, le théorème de Floquet indique que les courbes de dispersion deviennent périodiques).

Au contraire, dans ce même plan, les modes à symétrie éventuellement accélératrice présentent un champ électrique tangent et un champ magnétique perpendiculaire à ce plan. La métallisation complète de cette surface conduirait à l'exclusion pure et simple des modes correspondants. Sa métallisation partielle, en forme de structure périodique infiniment mince, lève cette interdiction, mais elle doit conduire à des conditions de propagation très perturbées par rapport au guide cylindrique de révolution.

Naturellement, les structures étudiées ici ne sont pas infiniment minces, mais on conçoit que, pour les dimensions choisies, les conclusions précédentes restent valables dans une très large mesure.

Dans le cas des modes à symétrie non accélératrice, la similitude entre les v_{2n} et τ_n , d'une part, et entre les μ_{2n} et σ_n , d'autre part, qui apparaît clairement dans le tableau III (Cf. Annexe III) confirme bien cette impression.

Pour ce même type de symétrie, d'ailleurs, l'examen des coefficients de développement des champs fait apparaître nettement un terme dominant pour chaque bande passante. Ainsi, quelle que soit la disposition des supports, on peut dire que les bandes passantes 1', 2', 3', 4', 5', 6', 7', et 8' (figures 4 et 5) sont principalement de type TE_{11} , TE_{21} , TM_{11} , TE_{01} , TE_{31} , TE_{12} , TM_{21} et TE_{41} , respectivement (avec les notations habituelles du guide cylindrique de révolution).

Le changement de signe de la vitesse de groupe des courbes 1', 3', 5' et 6',

lorsque l'on passe de la disposition strictement périodique à la disposition interdigitale des supports, est alors très artificiel. En effet, examinons les modes TE_{110} , TM_{110} , TE_{310} et TE_{120} , qui leur correspondent à la coupure. Le déplacement élémentaire utilisé dans l'expression particulière du théorème de Floquet pour la disposition interdigitale (translation et rotation de π) conduit à les considérer comme des modes π . Par contre, avec la disposition strictement périodique, la forme classique du théorème de Floquet les fait évidemment considérer comme des modes 0. Pour les bandes passantes 2', 4', 7', et 8', qui correspondent à des harmoniques pairs en θ , ce désaccord n'existe pas. En fait, il convient de remarquer que les deux formes du théorème de Floquet que nous avons utilisées ne peuvent être comparées valablement que dans leur application à l'évolution des composantes longitudinales sur l'axe de la structure, composantes dont les bandes passantes 1', 3', 5', et 6' sont pratiquement dépourvues.

Dans le cas des modes à symétrie accélératrice, l'examen des coefficients de développement des champs ne conduit pas, en général, à la mise en évidence indiscutable d'un mode dominant. Cette propriété traduit la nature perturbée des conditions de propagation de ces modes, responsable de la multiplicité des couplages entre les bandes passantes de ce type.

Cependant, l'existence d'un mode "privilegié" apparaît dans certains cas. Ainsi, pour les bandes passantes 2 des figures 4 et 5, ce mode privilégié est de type TM_{01} , ce qui n'est pas surprenant, puisque le mode 0 de ces bandes passantes n'est autre que le mode accélérateur "Alvarez" classique. On conçoit d'ailleurs que la forte épaisseur des supports théoriques contribue à perturber davantage cette courbe de dispersion avec la disposition strictement périodique des supports (où l'étranglement des champs entre deux supports consécutifs est plus marqué) qu'avec la disposition interdigitale. On peut enfin penser qu'une structure d'Alvarez réelle, à supports cylindriques de diamètre inférieur à la longueur des tubes, présenterait une courbe de dispersion moins perturbée que la courbe 2 de la figure 4.

De la même façon, le mode TM_{11} du guide cylindrique de révolution qui, comme nous l'avons dit, est dominant dans les bandes passantes 3' des deux types de structures, est aussi privilégié dans une bande passante à symétrie accélératrice (courbe 5 de la figure 4, pour la disposition strictement périodique, et courbe 4 de la figure 5, pour la disposition interdigitale). Un tel dédoublement n'a rien de surprenant, car on doit bien s'attendre à ce que la présence des supports lève la dégénérescence angulaire des modes du guide cylindrique de révolution. Le cas particulier que nous venons de mentionner est bien caractéristique de ce phénomène, car la prépondérance du mode TM_{11} dans les bandes passantes à symétrie accélératrice est particulièrement marquée.

D'autre part, certaines bandes passantes sont très profondément perturbées par rapport à la forme hyperbolique. C'est le cas des bandes passantes fondamentales observées pour les deux types de structures étudiées, qui sont parfois qualifiées de "stem-resonant". On est tenté de voir à plus haute fréquence, vers $\omega/c = 20 \text{ m}^{-1}$, pour la géométrie étudiée, les traces d'une autre bande passante du même type, mais d'ordre supérieur, qui aurait "éclaté" par couplages multiples avec ses voisines. Sur la figure 4, par exemple, ces traces se retrouvent successivement, au mode 0, sur la courbe 5, vers le mode $2\pi/10$, sur la courbe 4, et au mode π , sur la courbe 2. Sur la figure 5, elles se retrouvent, au mode 0, sur la courbe 6, vers le mode $\pi/2$, sur la courbe 3, et au mode π , sur la courbe 4. Il est vraisemblable que, pour un choix judicieux des paramètres de la structure, on puisse atténuer considérablement, voire même annuler, l'influence des couplages responsables de cet éclatement.

La présence d'extrema, qui résultent de ces couplages, dans les bandes passantes de la structure interdigitale n'a rien de surprenant. Cette structure, en effet, se range aisément dans la catégorie des structures multipériodiques pour lesquelles de telles situations ont été prévues de manière très générale ¹⁷⁾.

Quelle que soit la disposition des supports, la première bande passante est en principe utilisable pour accélérer des particules. Avec la disposition strictement périodique, une telle utilisation risque d'être plus délicate, à basse énergie, à cause de la faible largeur de cette bande passante. Cependant, en raison de la forme assez plate de la courbe de dispersion au voisinage du mode π , de grandes variations de la vitesse de phase peuvent être produites par de faibles modifications de la géométrie de la structure qui peut être utilisée, en ondes progressives, comme structure accélératrice à énergie variable ¹⁸⁾.

Comme on peut le voir sur les figures 4 et 5, les expériences de contrôle n'ont permis d'identifier qu'un petit nombre de modes, en raison des difficultés rencontrées pour travailler au-dessus de 500 MHz avec l'appareillage dont nous disposons. Cependant, là où la comparaison a pu être faite, l'accord entre la théorie et l'expérience s'avère assez satisfaisant.

- Répartition des champs

Nous donnons maintenant, à titre d'exemple, quelques courbes de champs.

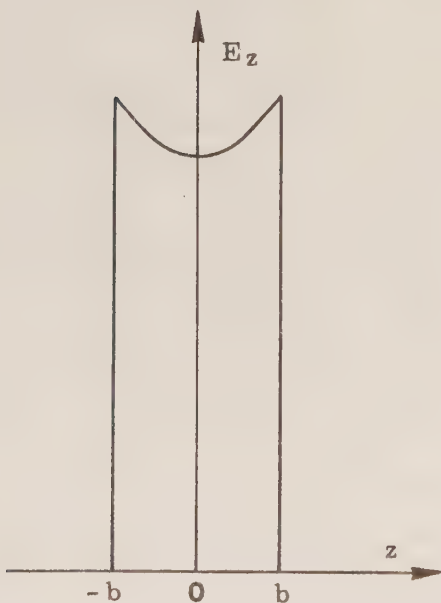


FIGURE 6 - Variation du champ accélérateur sur l'axe d'une structure rigoureusement périodique excitée au mode de coupure de la bande passante (2) (cf. fig. 4), c'est-à-dire au mode Alvarez classique. Unités arbitraires.

La figure 6 montre une loi de variation du champ électrique sur l'axe, dans le cas du mode "Alvarez" classique. Le rapport de la résistance shunt effective totale d'une cavité excitée sur ce mode à son coefficient de surtension à vide, qui s'en déduit, est d'environ 50Ω par période accélératrice, pour une énergie des particules accélérées en $\beta \lambda$ d'environ 5,5 MeV par nucléon. A titre indicatif, et pour vérifier approximativement l'ordre de grandeur de ce chiffre, on peut le comparer aux 4700Ω pour 68 périodes accélératrices (soit environ 70Ω par période accélératrice) de la seconde cavité de l'accélérateur de Berkeley (Hilac), dans sa version initiale de 1957. Cette cavité utilise la structure d'Alvarez entre 1 et 10 MeV/A avec un intervalle accélérateur égal au quart (et non à la moitié, comme dans la structure que nous avons calculée) de la période accélératrice.

Les figures 7 et 8 montrent des lois de champ magnétique parallèle à l'axe, le long de génératrices de la cavité, pour les deux dispositions des supports. Les modes choisis sont à symétrie non accélératrice (courbes 1' des figures 4 et 5). La figure 7 correspond au mode $\pi/10$, avec la disposition strictement périodique, et la figure 8, au mode $9\pi/10$, avec la disposition interdigitale, mais les deux modes résonnent pratiquement à la même fréquence. Nous

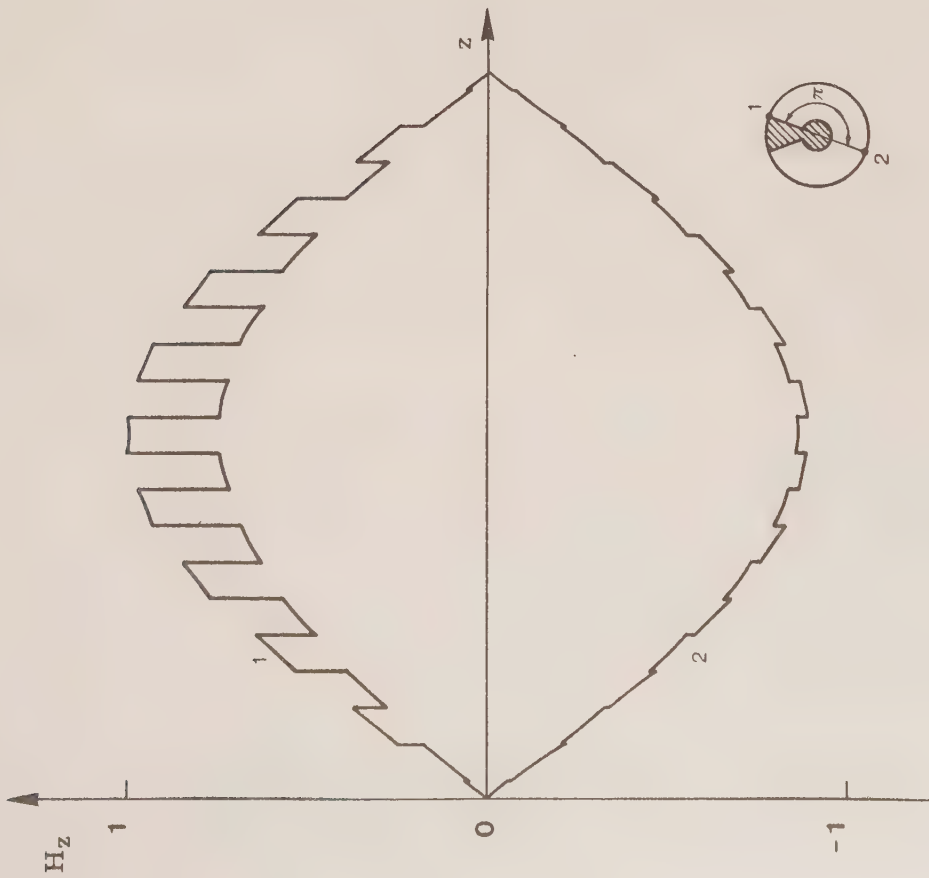


FIGURE 7 - Variation du champ magnétique parallèle à l'axe le long de deux génératrices d'une cavité de 10 périodes, pour une structure rigoureusement périodique excitée au mode $\pi/10$ de la bande passante (1') (cf. fig. 4). Unités arbitraires.

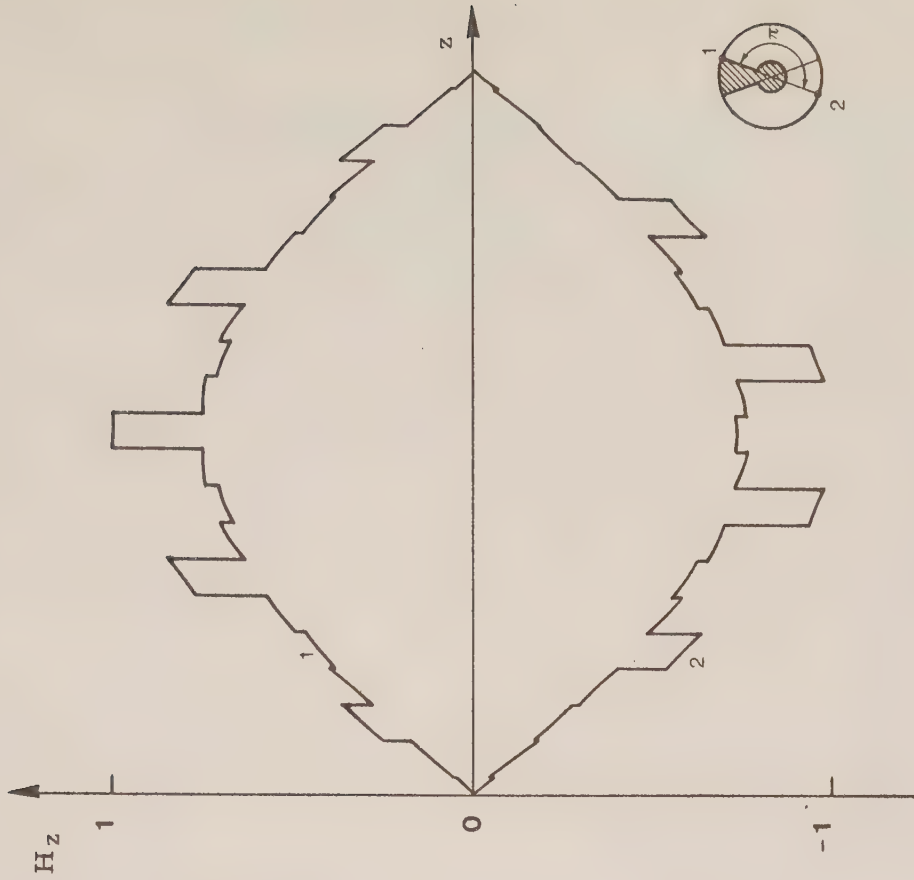


FIGURE 8 - Variation du champ magnétique parallèle à l'axe le long de deux génératrices d'une cavité de 10 périodes, pour une structure "interdigitale" excitée au mode $9\pi/10$ de la bande passante (1') (cf. fig. 5). Unités arbitraires.

avons déjà évoqué le caractère assez artificiel du changement de déphasage qui intervient entre les deux courbes de dispersion. Nous avons choisi ces exemples pour montrer que l'analogie prévue pour les bandes passantes se confirme dans la topographie des champs.

1.2.4 PROPRIETES PARTICULIERES DE LA STRUCTURE INTERDIGITALE

Nous avons déjà dit dans quelle optique notre étude théorique a été conçue. Nous avons cherché à retrouver, par le calcul, l'essentiel des caractéristiques de la structure interdigitale, qu'une étude expérimentale systématique, présentée dans la deuxième partie, nous avait déjà permis de mettre en évidence.

Comme la théorie porte sur une structure de géométrie idéalisée, nous procéderons, dans les lignes qui vont suivre, à deux types de comparaisons. Nous tenterons d'abord de confronter les valeurs théoriques aux valeurs expérimentales mesurées sur une cavité de même géométrie (à supports prismatiques, et avec les dimensions de la figure 3), de manière à apprécier la validité des calculs. Mais nous nous efforcerons aussi de comparer ces résultats théoriques aux résultats expérimentaux décrits dans la deuxième partie et portant, cette fois, sur une structure réelle à supports cylindriques.

Nous serons amenés aussi à nous demander dans quelles conditions l'étude théorique aurait pu guider, ou éventuellement compléter, l'étude expérimentale systématique, si toutes deux avaient pu être poursuivies simultanément.

- Propriétés dispersives

Nous ne nous intéressons désormais qu'à la courbe de dispersion fondamentale de la structure.

La comparaison des courbes calculée et mesurée, pour la géométrie théorique choisie, a déjà été présentée sur la figure 5. Elle montre la convergence assez satisfaisante des calculs théoriques.

Pour comparer la courbe théorique à celle d'une structure à supports cylindriques (figure 9), nous avons cherché, dans l'ensemble des résultats expérimentaux dont nous disposions, ceux qui correspondaient aux dimensions les plus voisines de la structure théorique, exception faite, naturellement, pour les supports. Compte tenu des dimensions importantes des supports théoriques, nous avons seulement choisi la courbe expérimentale qui correspondait aux supports de plus grand diamètre.

La figure 9 montre que, malgré les restrictions imposées par la théorie sur la forme des supports, la courbe de dispersion à laquelle elle conduit est très proche de la courbe mesurée sur la structure à supports cylindriques. Les points expérimentaux, en effet, coïncident pratiquement avec la courbe théorique au voisinage du mode π , et ne s'en écartent pas de plus de 6% sur le reste de la bande passante. D'ailleurs, si l'on compare les points expérimentaux des figures 5 et 9, on constate que les courbes de dispersion mesurées pour les deux géométries de supports sont presque confondues.

Cette comparaison confirme l'hypothèse que nous formulons en entreprenant cette étude théorique, à savoir que la forme prismatique des supports pouvait conduire, au moins en ce qui concerne les propriétés dispersives, à des phénomènes très similaires à ceux observés avec des supports cylindriques.

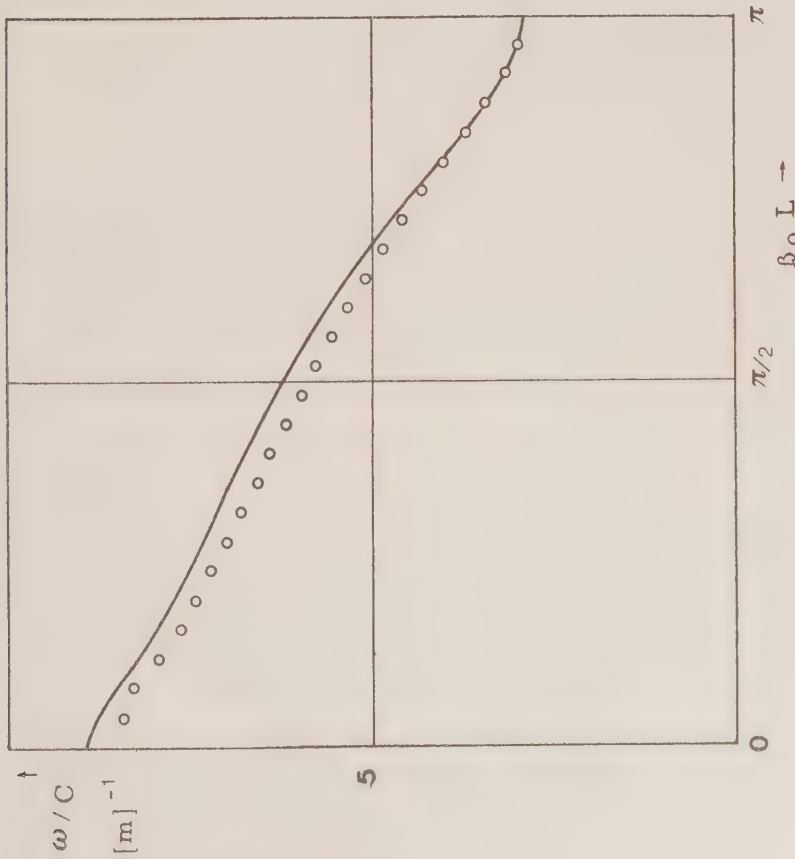


FIGURE 9 - Comparaison entre la courbe de dispersion théorique d'une structure à supports prismatiques et la courbe de dispersion expérimentale d'une structure à supports cylindriques. Dimensions de la structure à supports cylindriques : ϕ cavité : 400 mm, ϕ tubes : 50 mm, longueur de période accélératrice : 60 mm, rapport g/L : 0,5, angle des supports : 0,2 rad. Dimensions de la structure à supports cylindriques : ϕ cavité : 400 mm, ϕ tubes : 48,7 mm, longueur de période accélératrice : 60,9 mm, rapport g/L : 0,5, ϕ supports : 15 mm. La courbe correspond à la structure à supports prismatiques et les points, à la structure à supports cylindriques.

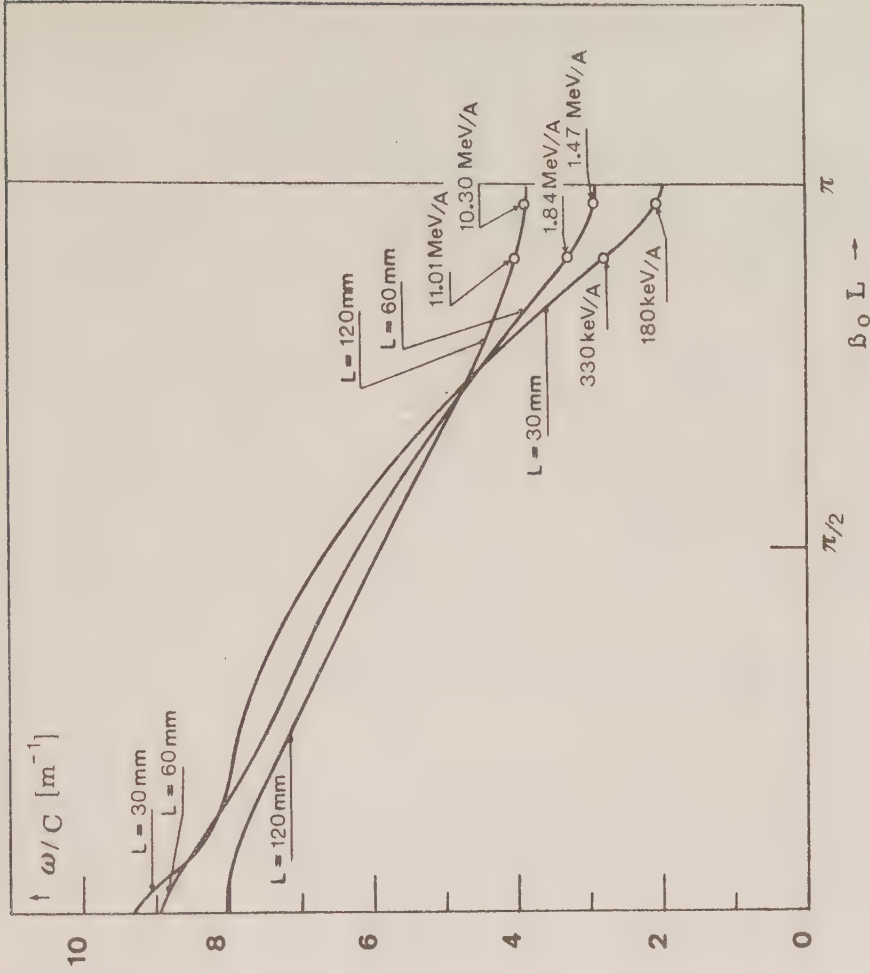


FIGURE 10 - Evolution de la courbe de dispersion théorique d'une structure interdigitale en fonction de la période L (avec un rapport g/L constant de 0,5). Toutes les autres dimensions de la structure sont invariantes.

Naturellement, si l'étude théorique avait accompagné le développement de l'étude expérimentale, il aurait fallu définir avec quelle précision les calculs peuvent s'appliquer à la structure à supports cylindriques. De la même façon que nous avons étudié expérimentalement l'influence du diamètre des supports cylindriques (cf. deuxième partie), influence d'ailleurs faible, au voisinage du mode π , nous aurions étudié théoriquement celle de l'angle $2\theta_0$ des supports prismatiques. Suivant la sensibilité de ce paramètre (dont on peut penser qu'elle est, elle aussi, relativement faible), nous aurions pu déterminer avec quelles tolérances il est possible de définir, pour chaque support cylindrique, un support prismatique équivalent, et dans quelle mesure il convient d'en corriger l'angle en fonction de la longueur des tubes de glissement.

Il est alors vraisemblable que le calcul théorique aurait permis d'alléger, ne serait-ce que pour une faible part, l'étude expérimentale systématique à laquelle nous avons été conduit.

Compte tenu du déroulement effectif de nos recherches, nous nous sommes borné à étudier théoriquement l'influence de la longueur de la période accélératrice (toutes les autres dimensions de la structure restant invariables, y compris le rapport de l'intervalle accélérateur à la période accélératrice). On retrouve ainsi, sur la figure 10, l'élargissement considérable de la bande passante, observé sur la structure à supports cylindriques, lorsque la période diminue; mais le recouplement des courbes théoriques est moins ponctuel que celui des courbes présentées dans la deuxième partie.

Le calcul confirme aussi l'existence d'un couplage fort avec la bande passante supérieure, que la forme des courbes expérimentales de la deuxième partie nous avait laissé présager, et dont l'influence est d'autant plus marquée que la période est plus courte. On peut d'ailleurs penser qu'un choix judicieux des paramètres de la structure permettrait de produire une compensation de la vitesse de groupe au mode TM_{010} , comparable à celle obtenue avec les structures "multi-stem" ou "post-coupled", par exemple.

Nous avons enfin noté, sur la figure 10, quelques points de fonctionnement type (avec les énergies des particules susceptibles d'être accélérées au mode correspondant en $\beta\lambda/2$), qui nous serviront de référence par la suite.

Dans l'optique où cette étude a été faite, il nous semble qu'elle nous a permis de caractériser, de manière assez satisfaisante, les propriétés dispersives de la structure interdigitale. En ce qui concerne la topographie des champs, compte tenu de la convergence assez lente des développements, il faut s'attendre à un accord moins bon entre la théorie et les résultats expérimentaux portant sur la même géométrie (supports prismatiques). Il nous paraît donc raisonnable d'espérer obtenir, par la voie théorique, seulement l'ordre de grandeur des phénomènes observés avec la structure à supports cylindriques.

- Répartition des champs

Dans tout ce qui va suivre, nous étudierons les propriétés de la structure interdigitale au voisinage du mode π puisque, comme nous le verrons dans la troisième partie, c'est au mode le plus bas possible (en fréquence) de sa bande passante fondamentale qu'elle est utilisée pour l'accélération des particules.

L'examen des coefficients de développement des champs révèle un mélange

assez complexe d'où émergent, cependant, les premières composantes TM_{0n} , qui autorisent l'utilisation de la bande passante pour l'accélération des particules, et la composante TE_{11} , qui justifie l'appellation de H_{111} , généralement donnée à la structure interdigitale en URSS.

En ce qui concerne le rôle des composantes TM_{0n} , il apparaît, dans tous les cas que nous avons calculés, que tous ces termes interviennent avec le même signe dans leur contribution au développement du champ électrique (comme nous l'avons déjà dit, nous nous sommes limité à cinq termes radiaux, correspondant aux valeurs de $n = 1$ à 5). De plus, la contribution des termes d'indice n supérieur (ordre 2 à 5) augmente lorsque la période accélératrice diminue. Ces remarques s'expliquent par la bonne concentration du champ accélérateur au voisinage de l'axe de la cavité, qui caractérise la structure interdigitale, et par l'évolution de cette concentration avec la longueur de la période accélératrice. En effet, les résultats théoriques qui vont suivre et les valeurs expérimentales présentées dans la deuxième partie (pour la structure à supports cylindriques) montrent que, plus la période est courte, plus le rapport R_s/Q est élevé, et donc plus le champ accélérateur se trouve concentré au voisinage de l'axe, ce qui joue en faveur de la présence d'harmoniques TM_{0n} supérieurs.

La figure 11 donne un exemple de répartition du champ accélérateur sur 10 périodes au mode $9\pi/10$, ainsi que les résultats d'une expérience de contrôle réalisée sur une cavité de même géométrie, ramenés à la même énergie (théorique) emmagasinée. L'ordre de grandeur du champ théorique au milieu des intervalles accélérateurs est assez satisfaisant mais, s'il varie dans le même sens que le champ mesuré à l'intérieur de chaque intervalle, l'amplitude de cette variation est fortement exagérée par rapport à la réalité expérimentale.

Il convient de préciser, toutefois, que les tubes de glissement de la structure expérimentale ont été percés de trous (pour permettre le passage d'une bille perturbatrice sur l'axe) dont il n'a pas été tenu compte dans la théorie. Cette précision permet d'expliquer l'écart présenté par les courbes de la figure 11 aux extrémités des intervalles accélérateurs, mais non celui qui subsiste au milieu de ces intervalles. Ce décalage provient manifestement de la convergence médiocre des développements à la fois en ce qui concerne le champ E_z et l'énergie emmagasinée dans la cavité. En effet, si les développements prenaient en considération tous les termes possibles, celui du champ E_z ferait intervenir la somme algébrique de tous les modes TM_{0n} , mais celui de l'énergie verrait la contribution positive de l'ensemble de tous les modes. Compte tenu de la nature finie des développements, le champ E_z et l'énergie emmagasinée ne sont pas calculés avec la même approximation, ce qui explique l'écart observé sur la figure 11.

Nous ne présentons pas les courbes de champ obtenues pour les autres modes de référence, car elles ont sensiblement la même allure, mais il est intéressant de noter les valeurs du rapport de la résistance shunt effective totale à la surtension à vide (R_s/Q) qui s'en déduisent. On trouve pour ce paramètre, et dans des cavités de 40 périodes susceptibles d'accélérer, en $\beta\lambda/2$, des ions de 180 keV/A, 1,47 et 10,30 MeV/A, les valeurs respectives de 40 k Ω , 38 k Ω et 29 k Ω . Comme nous l'avons déjà fait remarquer dans l'analyse des coefficients de développement des champs, ces résultats sont en bon accord avec ceux présentés dans la deuxième partie, relatifs à la structure à supports cylindriques. Ils traduisent la bonne concentration du champ électrique au voisinage de l'axe, qui contribue à l'efficacité de la structure interdigitale.

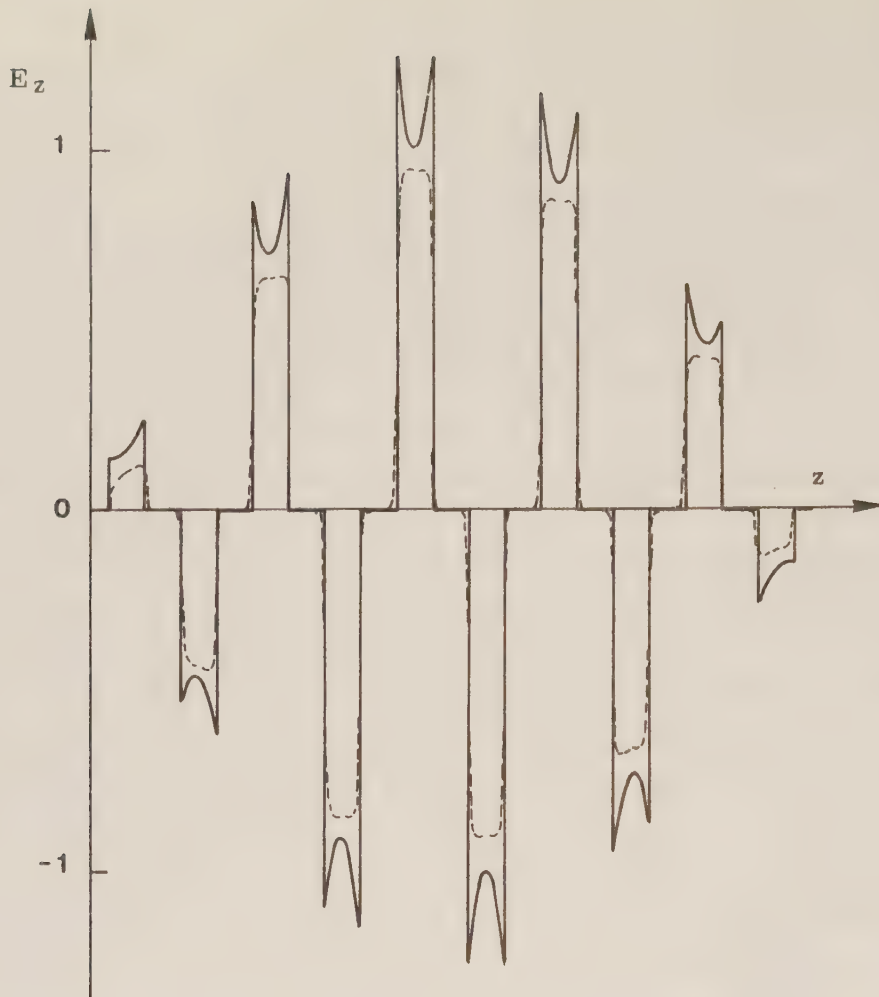


FIGURE 11 - Répartition du champ accélérateur sur l'axe de la structure théorique au mode $9\pi/10$ (énergie des particules synchronisées en $\beta\lambda/2$: 1,84 MeV/A, environ). En traits pleins : courbe théorique, en pointillés : courbe expérimentale normalisée à la même énergie emmagasinée dans la cavité.

L'augmentation des valeurs théoriques du rapport R_s/Q , lorsque l'énergie des particules diminue, est moins prononcée que ne l'indiquent les mesures effectuées sur la structure à supports cylindriques (cf. deuxième partie). Ce que nous avons dit de la convergence du champ E_z et de l'énergie emmagasinée, d'une part, et de la contribution (variable avec la longueur de la période accélératrice, donc avec l'énergie des particules) des modes TM_{0n} d'ordre supérieur, d'autre part, nous conduit à attribuer une partie de cette différence aux approximations impliquées par la nature finie des développements théoriques.

Par ailleurs, le rapport du carré de la tension accélératrice totale à l'énergie emmagasinée, calculé au mode $\pi - \pi/\mathcal{N}$ d'une cavité de $\mathcal{N}$ périodes, est pratiquement proportionnel à ce nombre de périodes. Ce résultat logique montre que l'erreur de convergence commise sur ce rapport, dont nous avons dit qu'elle peut varier lorsque l'on change la longueur de la période accélératrice, n'est pratiquement pas affectée par le déplacement du point de fonctionnement sur une courbe de dispersion déterminée. En accord avec les résultats de la deuxième partie, c'est seulement le facteur $1/\omega$ qui déforme la loi de variation de R_s/Q en fonction du nombre de périodes, par rapport à la loi linéaire vers laquelle elle tend asymptotiquement. La forme

des courbes de dispersion (figure 10) implique une distorsion d'autant plus marquée que la période est plus courte.

La figure 12 représente la variation du champ magnétique H_z le long de deux génératrices tangentes aux supports des tubes. Les maxima très prononcés au contact des supports traduisent la forte concentration du champ magnétique en leur voisinage et l'intensité des courants dont ils sont le siège. Il est intéressant de comparer ces courbes à celles de la figure 8 qui correspond à un mode principalement TE_{11} (dans la même géométrie), lequel présente une répartition beaucoup plus uniforme du champ magnétique.

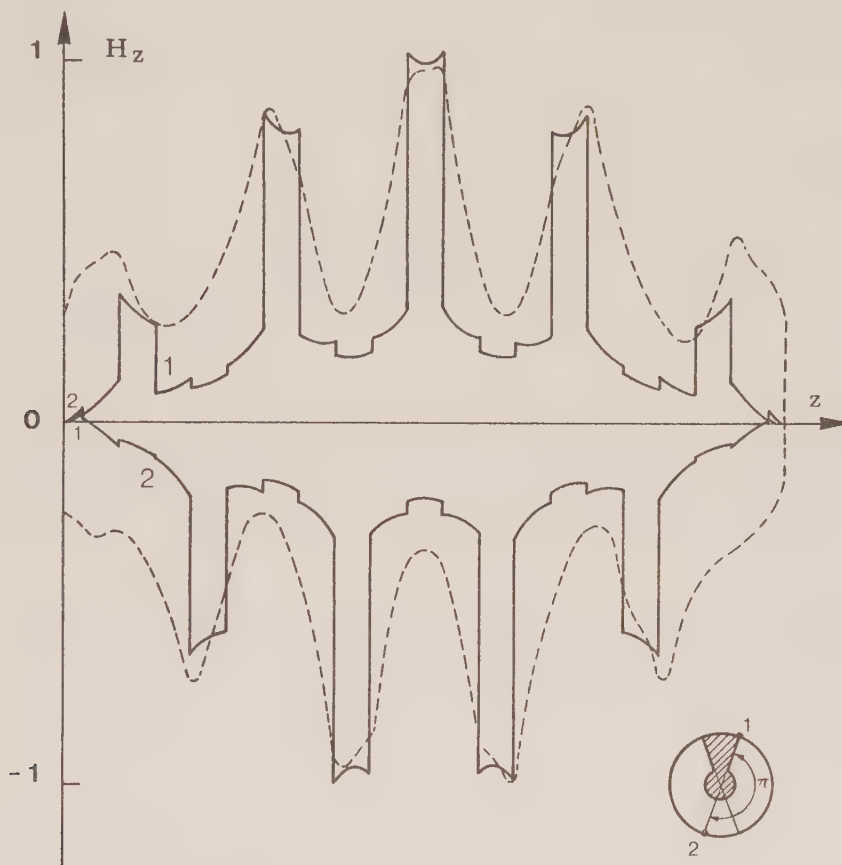


FIGURE 12 - Répartition du champ magnétique parallèle à l'axe le long de deux génératrices de la cavité équipée d'une structure interdigitale au mode $9\pi/10$ (énergie des particules synchronisées en $\beta\lambda/2$: 1,84 MeV/A, environ). En traits pleins : courbes théoriques, en pointillés : courbes expérimentales normalisées à la même énergie emmagasinée dans la cavité. Les résultats expérimentaux sont moins précis que ceux obtenus pour le champ électrique sur l'axe, en raison de la dérive de fréquence (on a admis une dérive linéaire au cours du trajet de la bille perturbatrice). D'autre part, les résultats expérimentaux portent sur le module du champ magnétique alors que la courbe théorique se rapporte à la seule composante parallèle à l'axe, ce qui peut expliquer le décalage observé, en particulier aux extrémités de la cavité. Enfin, le calcul a été fait le long de génératrices tangentes aux supports, alors que la bille perturbatrice ($\varnothing$ 7 mm, environ) circulait à environ 12 mm des supports et 25 mm de la paroi cylindrique. La variation réelle du champ sur la génératrice considérée pour le calcul doit donc présenter des maxima plus prononcés au niveau des supports et des minima plus creux entre deux supports que la variation effectivement mesurée. Les valeurs théoriques des courants dans les supports doivent donc être plutôt optimistes (c'est-à-dire plus faibles que dans la réalité).

Compte tenu des réserves formulées dans la légende de la figure 12 en ce qui concerne la validité des mesures, une expérience réalisée sur une cavité de même géométrie a permis de vérifier assez bien l'ordre de grandeur du champ théorique. Ici encore, il convient de noter que le champ H_z et l'énergie emmagasinée ne convergent pas de la même manière et ne

sont pas calculés avec la même précision. Enfin, nous n'avons pas jugé utile de présenter les courbes, très similaires, obtenues pour les autres énergies de référence.

Il nous a semblé intéressant d'étudier la variation de ce même champ magnétique H_z le long d'un support. Le calcul a été fait au milieu de la zone I, de manière à éviter le voisinage des plans de raccordement où la convergence est moins bonne. Les courbes données sur la figure 13 correspondent au support situé au milieu de la cavité, et donc parcouru par le courant le plus intense (au mode le plus proche du mode π). L'allure oscillatoire de ces courbes provient de l'insuffisance du nombre de termes radiaux utilisés dans les développements. Compte tenu des difficultés expérimentales, nous n'avons pas pu procéder à une expérience de contrôle sur la cavité à supports prismatiques.

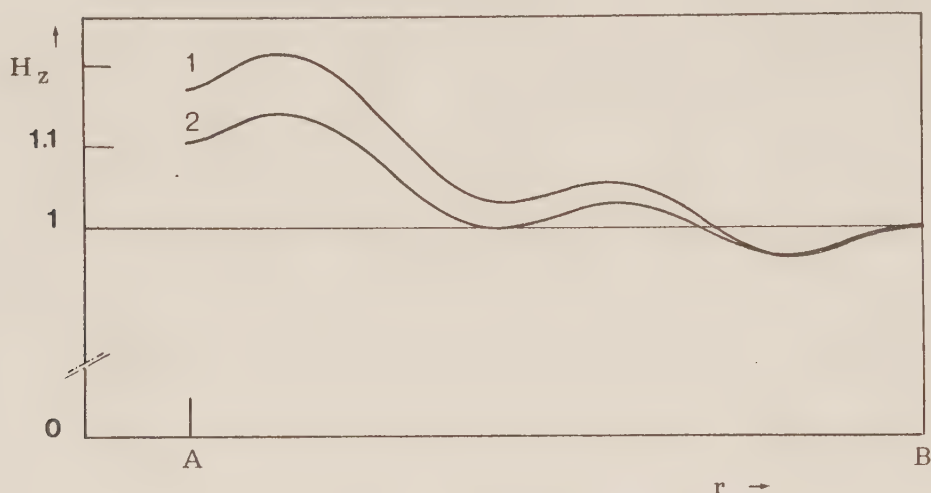


FIGURE 13 - Variation théorique du champ magnétique parallèle à l'axe le long de la face latérale d'un support, entre le tube de glissement A et la paroi de la cavité B.

Courbe 1 : cavité de 10 périodes (énergie de synchronisme en $\beta\lambda/2$: 1,84 MeV/A),

Courbe 2 : cavité de 40 périodes (énergie de synchronisme en $\beta\lambda/2$: 1,47 MeV/A).

Les deux courbes sont normalisées à la valeur du champ magnétique sur la paroi de la cavité. L'allure oscillatoire de ces courbes est due à l'insuffisance du nombre des termes radiaux utilisés dans les développements.

Contrairement à ce qui se passe dans la structure réelle à supports cylindriques (cf. deuxième partie), le champ magnétique augmente lorsque l'on se rapproche du tube de glissement. Il n'est pas surprenant de trouver ici une différence importante, car il est évident que la variation du champ magnétique le long d'un support doit dépendre, très sensiblement, de la forme de celui-ci. Par contre, compte tenu de la géométrie prismatique des supports théoriques, nous allons voir que le sens de variation du courant dont ils sont le siège est bien le même que celui observé avec la structure à supports cylindriques.

En supposant, pour simplifier, que le champ magnétique garde une amplitude constante sur une ligne de force plane entourant le support et perpendiculaire à son axe, on peut avoir une idée de la répartition du courant qui lui correspond.

Nous avons ainsi représenté sur la figure 14 les valeurs de $I/\lambda E_0$ (où I représente le courant total circulant à la distance r de l'axe de la cavité et dans le support le plus

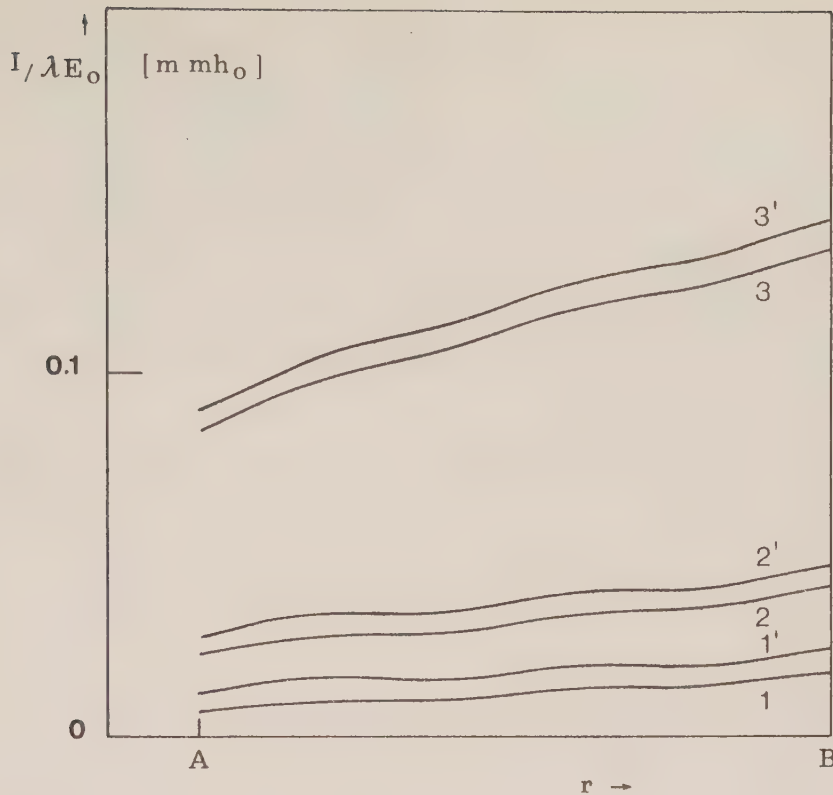


FIGURE 14 - Variation théorique du courant le long d'un support entre le tube de glissement A et la paroi de la cavité B.

1	:	cavité de 40 périodes,	énergie de synchronisme :	180 keV/A
1'	:	" 10 "	" "	: 330 keV/A
2	:	" 40 "	" "	: 1,47 MeV/A
2'	:	" 10 "	" "	: 1,84 MeV/A
3	:	" 40 "	" "	: 10,30 MeV/A
3'	:	" 10 "	" "	: 11,01 MeV/A

Les énergies de synchronisme des particules sont déterminées pour un fonctionnement en $\beta\lambda/2$. L'allure oscillatoire de ces courbes a la même cause que sur la figure 13.

sollicité, λ , la longueur d'onde, et E_0 , le champ électrique sur l'axe, au milieu des intervalles accélérateurs situés de part et d'autre de ce support), pour les énergies de référence de la figure 10. Ce rapport, qui a les dimensions d'une admittance, est invariable dans une homothétie de la structure; il nous a semblé plus parlant que le rapport du courant dans un support à la tension dans les intervalles accélérateurs adjacents.

Malgré l'augmentation du champ magnétique, le courant diminue assez fortement, et même nettement plus que dans la structure à supports cylindriques, lorsque l'on se rapproche de l'axe de la cavité. L'amplitude marquée de cette décroissance provient vraisemblablement de la forte capacité des supports de la structure théorique.

La comparaison entre les courants calculés pour la structure à supports prismatiques, et les courants mesurés pour la structure à supports cylindriques, sera développée dans la deuxième partie.

Compte tenu des contrôles expérimentaux, qui résultent des figures 11 et 12, le calcul théorique conduit vraisemblablement à des valeurs par défaut du rapport $I/\lambda E_0$. Si nous calculons seulement l'intensité des courants à la jonction avec les tubes de glissement (c'est-à-dire

là où ils atteignent leur valeur minimum) il semble possible d'avancer, dès maintenant, une valeur "optimiste" des courants. Même dans ce cas, et pour des fréquences d'utilisation réalistes, le courant dans le support le plus sollicité atteint des valeurs élevées, de l'ordre de 600 A, à 180 keV/A et 27 MHz, 1000 A, à 1,47 MeV/A et 54 MHz, et 1900 A, à 10,3 MeV/A et 108 MHz, pour une accélération en $\beta\lambda/2$ avec un champ accélérateur crête de 8 MV/m.

- Conclusion

Pour aller plus loin dans l'étude théorique de la structure interdigitale, il faudrait d'abord, comme nous l'avons dit, étudier avec quelle précision les calculs s'appliquent à la structure à supports cylindriques.

Il conviendrait aussi d'améliorer la méthode théorique en elle-même, par un examen approfondi des techniques de calcul, sous l'angle de l'analyse numérique, de manière à en optimiser la convergence. Une augmentation du nombre de termes utilisés peut être envisagée, mais elle risque d'accroître exagérément les temps de calcul sans améliorer nettement la précision des résultats, à moins de nécessiter le recours à des méthodes relativement compliquées pour la résolution du système de base. Le choix des modes propres utilisés pourrait être étudié avec profit. Nous pensons, par exemple, que la proportion des termes radiaux par rapport aux termes azimutaux peut influencer sensiblement sur la convergence. Il semble enfin assez séduisant de se borner à l'étude de la structure interdigitale au mode π , pour bénéficier de la décomposition du système fondamental à la coupure, et multiplier par 2 le nombre de modes propres utilisés sans changer sensiblement le volume des calculs.

De telles améliorations nous permettraient de préciser les lois de variation des caractéristiques de la structure en fonction de l'énergie des particules et de ses différents paramètres géométriques.

Compte tenu du déroulement effectif de nos recherches, l'utilité d'un tel développement théorique nous semble maintenant moins justifiée. Cependant, il existe encore des domaines où la théorie permettrait d'apporter des éléments nouveaux. Nous pensons, par exemple, au calcul de la composante électrique transversale sur l'axe, dont la présence ne peut être mise en doute en raison de la disposition des supports, mais dont la mesure pose de sérieuses difficultés expérimentales. Vu l'intérêt de la question, nous avons d'ailleurs tenté un calcul de ce genre, mais l'examen des coefficients intervenant dans le développement de cette composante nous a semblé traduire, dans l'état actuel, une convergence trop médiocre pour justifier notre confiance dans les résultats obtenus.

Pour en revenir aux objectifs, plus modestes, qui étaient les nôtres au début de cette étude, il nous semble que, malgré les limitations du calcul théorique, nous sommes parvenus à rendre compte des caractéristiques essentielles de la structure interdigitale. Ces caractéristiques vont maintenant être précisées par les résultats d'une étude expérimentale assez systématique.

CHAPITRE II

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA STRUCTURE INTERDIGITALE
--

II.1 INTRODUCTION

Comme nous l'avons dit, le développement de l'étude expérimentale dont nous allons présenter les principaux résultats est étroitement lié au projet d'accélérateur linéaire à ions lourds de Lyon.

Après une vérification expérimentale rapide des principaux avantages (dimensions et résistance shunt) de la structure interdigitale, nous ne pouvions pas douter du progrès sensible apporté par cette solution par rapport à celles qui avaient été mises en oeuvre jusque là, et en particulier pour l'accélération des ions très lourds médiocrement chargés.

Conscients de la difficulté présentée par l'étude théorique d'une telle structure, nous avons fait confiance à la méthode expérimentale pour l'élaboration complète du projet.

Nous avons d'abord procédé à une étude systématique des caractéristiques dispersives de la structure périodique, pour une très large plage de variation de ses paramètres. Les résultats de cette étude étaient en effet indispensables pour déterminer la géométrie transversale d'une cavité accélératrice de géométrie longitudinale donnée (en raison du mode de fonctionnement particulier de la structure, comme nous le verrons dans la troisième partie).

Nous sommes ensuite revenu de manière plus approfondie sur les caractéristiques de puissance de la structure périodique (surtension et résistance shunt) dont nous avons étudié l'évolution en fonction de l'énergie des particules.

Enfin, nous nous sommes intéressé aux caractéristiques locales des champs, ce qui nous a permis d'aborder certains problèmes techniques fondamentaux, tels que l'influence des tolérances géométriques et la répartition des pertes à l'intérieur d'une cavité.

Maintenant que nous disposons d'une théorie approchée, mais dont les résultats s'avèrent tout de même assez réalistes, nous pensons, a posteriori, que l'approche simultanée du problème par le calcul et l'expérience aurait pu apporter une contribution positive. Nous aurions été amené, par exemple, à préciser l'équivalence entre les structures théoriques (à supports prismatiques) et les structures réelles (à supports cylindriques) et, dans ces conditions, l'influence de la convergence de la méthode théorique sur le caractère représentatif de ses résultats. Nous persistons à croire que le rôle des études expérimentales aurait été déterminant mais il est vraisemblable que le parallélisme auquel nous pensons aurait conduit à un développement différent de nos recherches, tant sur le plan de la théorie que sur celui de l'expérience.

II.2 PROPRIETES DISPERSIVES

Cette étude a été effectuée sur la cavité à glissières de la figure 15, équipée d'un court circuit mobile. Grâce à l'interchangeabilité des divers éléments, il a été possible de réaliser des variations très souples des paramètres géométriques dont on a pu étudier l'influence de manière presque continue. La présence des glissières interdisait évidemment toute mesure de puissance dans une telle cavité. Par contre, nous avons vérifié que la perturbation introduite sur les fréquences était négligeable, au moins dans la partie utile des courbes de dispersion. Ainsi, au voisinage du mode π , l'erreur systématique due aux glissières est de l'ordre de +1%.

Nos recherches ont porté uniquement sur la bande passante fondamentale de la structure. Nous avons procédé à une étude très détaillée de la courbe de dispersion correspondante en fonction des paramètres de la structure à l'exception, toutefois, du diamètre intérieur des tubes de glissement (dont l'influence sur la fréquence nous a semblé trop faible pour en justifier l'étude systématique) et des arrondis ménagés sur les faces des tubes de glissement d'une structure réelle (compte tenu de l'échelle des structures expérimentales, et de la faiblesse des rayons de courbure nécessaires, leur prise en considération aurait compliqué exagérément l'usinage des tubes, sans pour autant conduire à des résultats vraiment significatifs).

Le principe de cette étude expérimentale, qui ne présente d'ailleurs pas une originalité spéciale, est décrit dans l'annexe IV.

Toutes les courbes obtenues correspondent à des bandes passantes étendues, d'autant plus larges que la période est plus courte. La vitesse de groupe est toujours négative et garde une valeur élevée à proximité immédiate du mode π . Enfin, en accord avec les résultats théoriques de la première partie, les modes de coupure ne peuvent pas être excités dans une cavité fermée, en raison d'un couplage avec la bande passante supérieure, au mode 0, et de la disposition interdigitale des supports, au mode π .

Il ne nous a pas semblé utile de présenter l'ensemble de nos résultats expérimentaux, dont l'abondance se justifie par l'usage auquel ils sont destinés. Nous avons préféré tenter de dégager, sur les figures suivantes, le sens de variation des propriétés dispersives de la structure interdigitale en fonction de ses paramètres géométriques.

La figure 16 montre l'évolution des courbes de dispersion en fonction de la longueur de la période accélératrice, pour un rapport g/L constant, et toutes les autres dimensions invariables. Il apparaît que toutes les courbes se recoupent pratiquement en un même point de part et d'autre duquel la bande passante s'élargit lorsque la période diminue.

La figure 17 montre l'influence des autres paramètres de la structure sur ses caractéristiques dispersives. On voit que ceux-ci affectent peu la forme de la courbe de dispersion, et davantage la position de la bande passante que sa largeur absolue. Naturellement, nous n'avons pas fait varier physiquement le diamètre de la cavité, mais le choix des dimensions des différentes séries d'éléments, en progression géométrique, nous a permis d'en étudier l'influence par la loi d'homothétie.

La comparaison des courbes 1 et 4 de la figure 17 montre que, comme nous l'avons dit dans la partie théorique, l'influence du diamètre des supports est assez faible

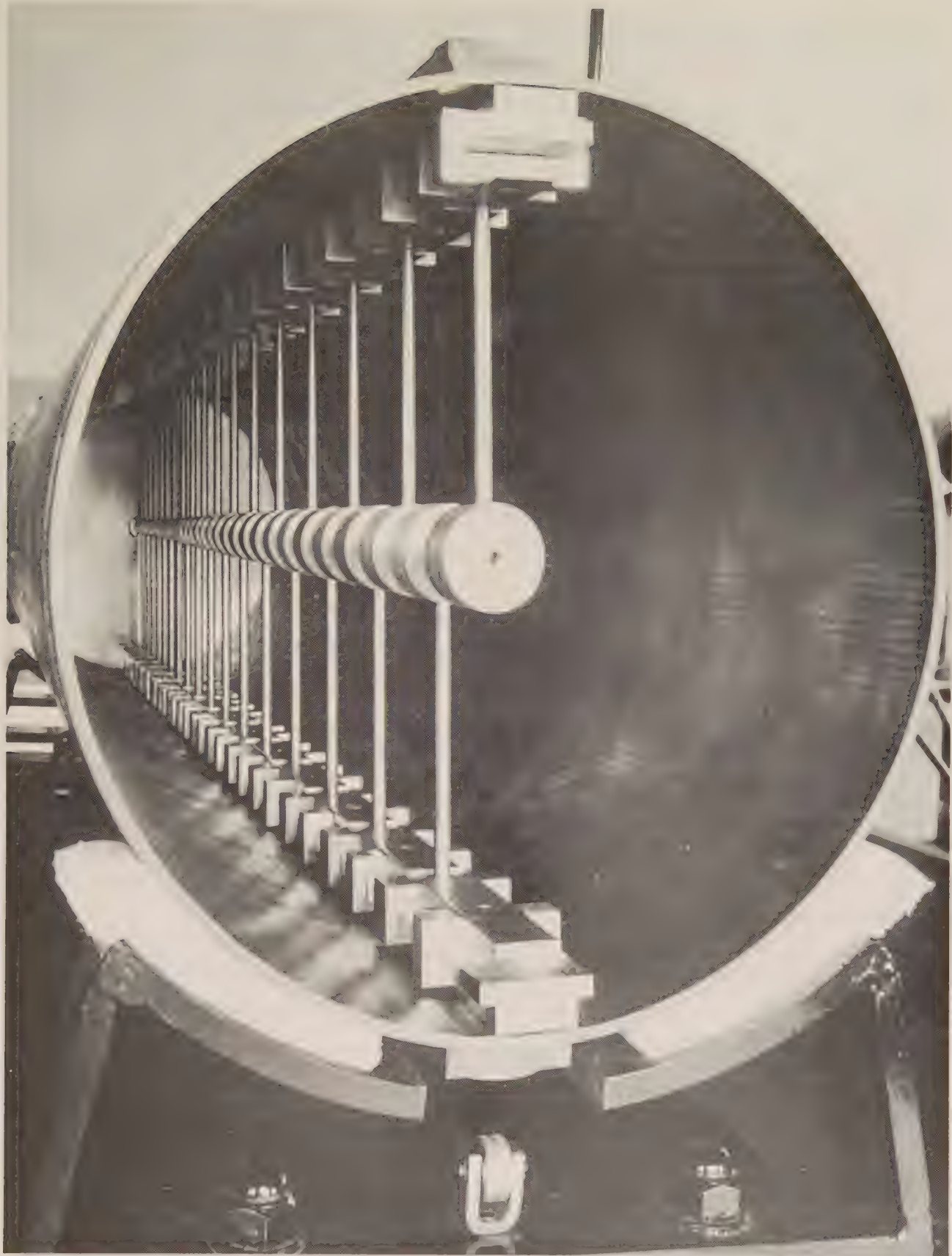


FIGURE 15 - Cavité expérimentale utilisée pour l'étude des caractéristiques dispersives. Cette cavité est ici équipée d'une structure accélératrice (périodes et diamètres de tubes variables).

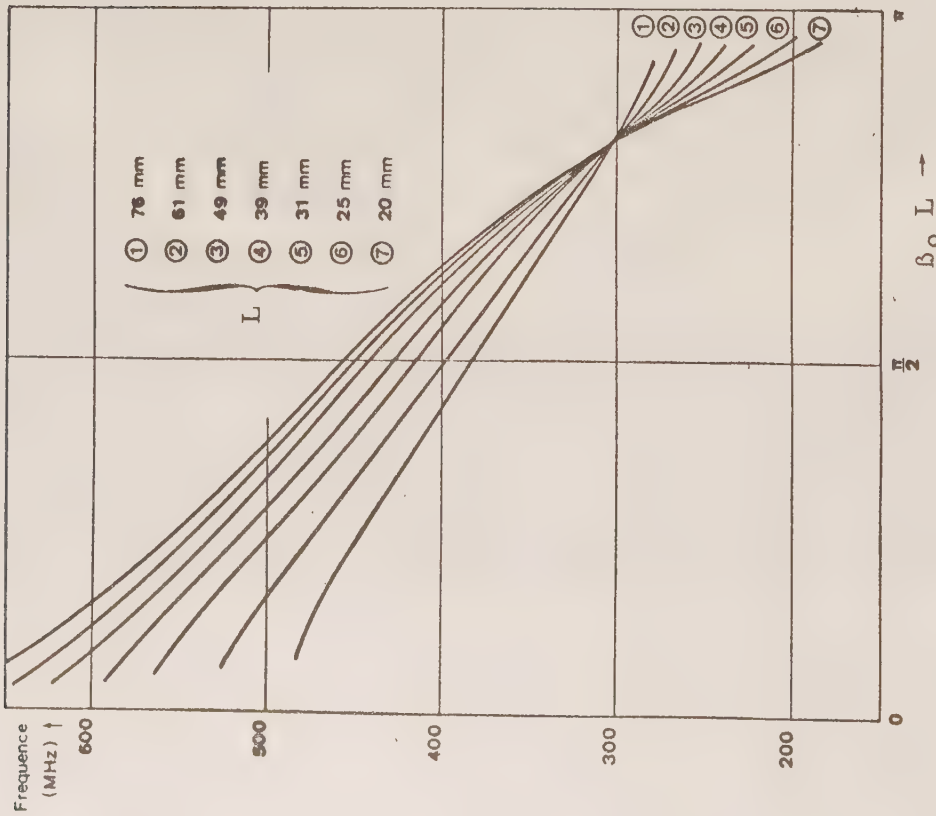


FIGURE 16 - Evolution de la caractéristique de dispersion en fonction de la longueur de la période accélératrice, L .
 ϕ cavité : 264 mm, ϕ tubes : 25 mm, ϕ supports : 6 mm, $g/L = 0,5$

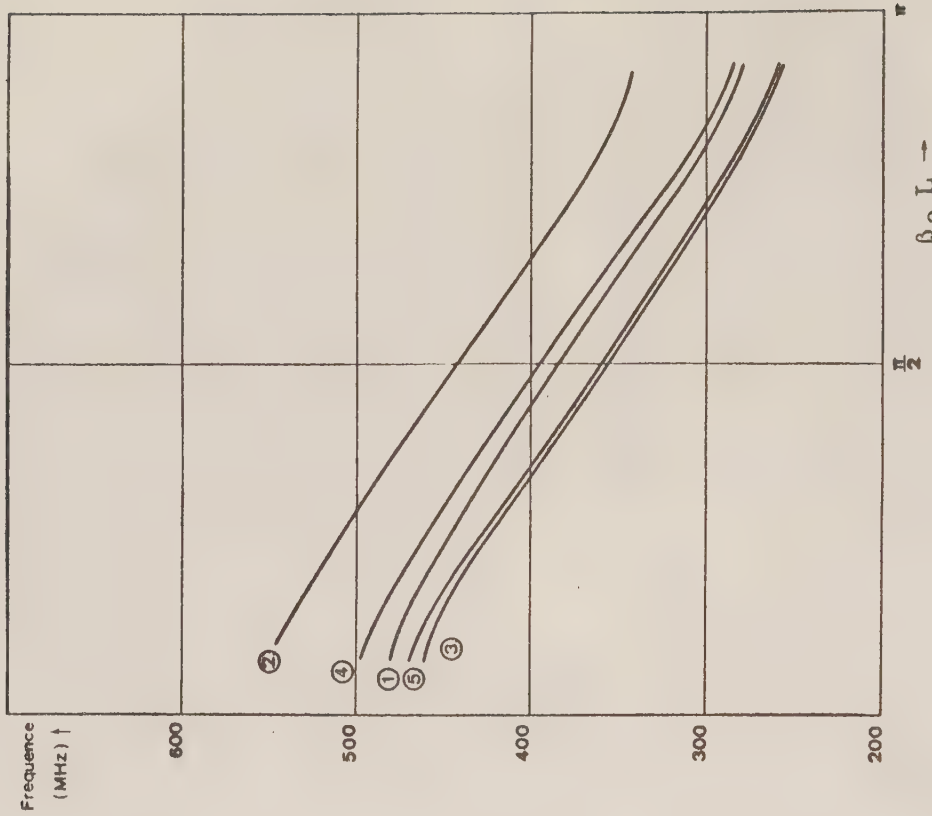


FIGURE 17 - Influence des différents paramètres de la structure sur la courbe de dispersion.
 1. ϕ cavité : 264 mm, ϕ tubes : 25 mm, ϕ supports : 6 mm, période : 76 mm, $g/L = 0,5$
 2. identique à 1, sauf ϕ cavité = 211 mm
 3. identique à 1, sauf ϕ tubes = 31 mm
 4. identique à 1, sauf ϕ supports = 7,5 mm
 5. identique à 1, sauf $g/L = 3/8$

(pour la géométrie considérée, on observe un écart de fréquence de l'ordre de 2,5%, au voisinage du mode π , pour une augmentation de 25% de ce diamètre).

Si l'on assimile les tubes de glissement à leur capacité et les supports à leur inductance, de manière à obtenir un schéma équivalent simplifié de la structure, on peut penser que cette inductance varie de manière logarithmique en fonction du diamètre des supports et qu'il en est de même, en première approximation, pour la fréquence. Cette conclusion est confirmée par les résultats de l'ensemble de nos expériences qui montrent que, pour une variation du diamètre des supports en progression géométrique (toutes les autres dimensions restant constantes), les écarts de fréquence observés pour un mode déterminé évoluent sensiblement en progression arithmétique.

II.3 PUISSANCE ET CARACTERISTIQUES ACCELERATRICES

II.3.1 PRINCIPE DES MESURES

Ces mesures ont nécessité la réalisation d'une cavité spéciale, en cuivre électroformé, représentée sur la figure 18. Les supports des tubes sont fixés à la paroi cylindrique à l'aide de pinces qui assurent des contacts de bonne qualité tout en préservant le caractère démontable de la structure. Naturellement, ce dispositif ne permet pas une étude aussi souple que le système à glissières, au moins en ce qui concerne la longueur de la période accélératrice. Pour cette raison, nous avons dû limiter le nombre de nos résultats expérimentaux.

Ici encore, le principe de nos mesures, basé sur la méthode des perturbations et sur la détermination du diagramme d'admittance de la cavité, était destiné à permettre l'exploration d'une très large plage de fréquences. Les méthodes et l'appareillage utilisés sont décrits dans l'annexe V.

II.3.2 RESULTATS

Cette série d'expériences nous a permis de constater d'abord que le facteur temps de transit conserve une valeur élevée, pratiquement constante (entre 0,84 et 0,89) dans toute la gamme d'énergies explorée, pour une accélération en $\beta\lambda/2$ avec un rapport g/L de 0,5 et des dimensions réalistes du trou intérieur des tubes de glissement.

Les figures 19 et 20 montrent l'évolution du rapport R_s/Q en fonction du nombre de périodes de la cavité, pour différentes valeurs du diamètre des tubes de glissement et de la longueur de la période accélératrice. Naturellement, chacune de ces courbes correspond à une énergie de synchronisme bien déterminée. La valeur de 45 k Ω , qui correspond à la courbe 2 de la figure 19 pour une cavité de 40 périodes, se compare favorablement aux 40 k Ω prévus par la théorie (cf. première partie) pour le même nombre de périodes et une énergie de synchronisme pratiquement identique. Il est vrai que le diamètre des tubes de glissement de la structure expérimentale (courbe 2 de la figure 19) est plus faible que celui de la structure théorique, et que les supports cylindriques utilisés dans cette série de mesures ont un diamètre relativement petit. Ces deux éléments jouent en faveur du rapport R_s/Q plus élevé de la structure expérimentale à supports cylindriques. Bien entendu, la convergence du rapport R_s/Q théorique est assez lente,



FIGURE 18 - Cavité expérimentale utilisée pour les études de résistance shunt et de surtension.

mais les valeurs calculées pour la structure à supports prismatiques sont en assez bon accord avec celles mesurées sur la structure à supports cylindriques pour que l'on puisse penser que la forme particulière des supports joue relativement peu sur ce paramètre.

La variation du rapport R_s/Q avec le nombre de périodes est également conforme avec les prévisions théoriques. Sur les parties en trait plein des courbes des figures 19 et 20, on peut admettre que l'asymptote est pratiquement atteinte et que la variation d'énergie de synchronisme est négligeable. Les barres d'erreur indiquées sur la figure 19 représentent l'écart maximum observé sur trois mesures consécutives.

Lorsque le nombre de périodes augmente, le coefficient de surtension tend vers une constante (les pertes dans les court-circuits deviennent en effet négligeables devant celles dissipées dans le reste de la structure, qui leur sont d'ailleurs toujours très supérieures). En prenant la moyenne de trois mesures consécutives pour chaque valeur du nombre de périodes, on observe ainsi, pour les cavités longues, une variation (indiquée dans les légendes des figures 19 et 20) inférieure à la dispersion des valeurs expérimentales en un même point.

Il est clair que le rapport R_s/Q ou, ce qui revient pratiquement au même, la concentration du champ électrique au voisinage de la zone utile pour l'accélération des particules est d'autant plus favorable que la structure est utilisée à plus basse énergie et que le diamètre des tubes de glissement est plus faible. Comme il fallait s'y attendre, le coefficient de surtension diminue aussi lorsque le diamètre des tubes augmente, c'est-à-dire lorsque la capacité des intervalles accélérateurs s'accroît. Malgré cette variation, il garde une valeur assez constante, à fréquence donnée (de l'ordre de 15 000, à 27 MHz), dans toute la gamme d'énergies considérée. Cependant, l'augmentation des fréquences des cavités successives d'un accélérateur se traduit par une diminution de ce coefficient au fur et à mesure que l'énergie des particules augmente.

Nous n'avons pas étudié systématiquement l'influence du diamètre des supports. Cependant, une investigation sommaire nous a montré que l'augmentation de ce diamètre se traduit par une augmentation de Q et une diminution de R_s/Q dont l'influence combinée est de peu d'effet sur la résistance shunt effective totale de la structure.

Malgré sa surtension moyenne, la structure interdigitale apparaît déjà comme une structure particulièrement efficace pour l'accélération de particules de basse énergie. La figure 21, qui donne une idée de la variation de la résistance shunt effective par unité de longueur en fonction de l'énergie des particules, confirme bien cette assertion. Sur cette figure, on peut d'ailleurs dégager une première limitation du domaine utile de la structure interdigitale qui devient moins efficace que la structure d'Alvarez, à partir de 4,5 MeV/A, environ.

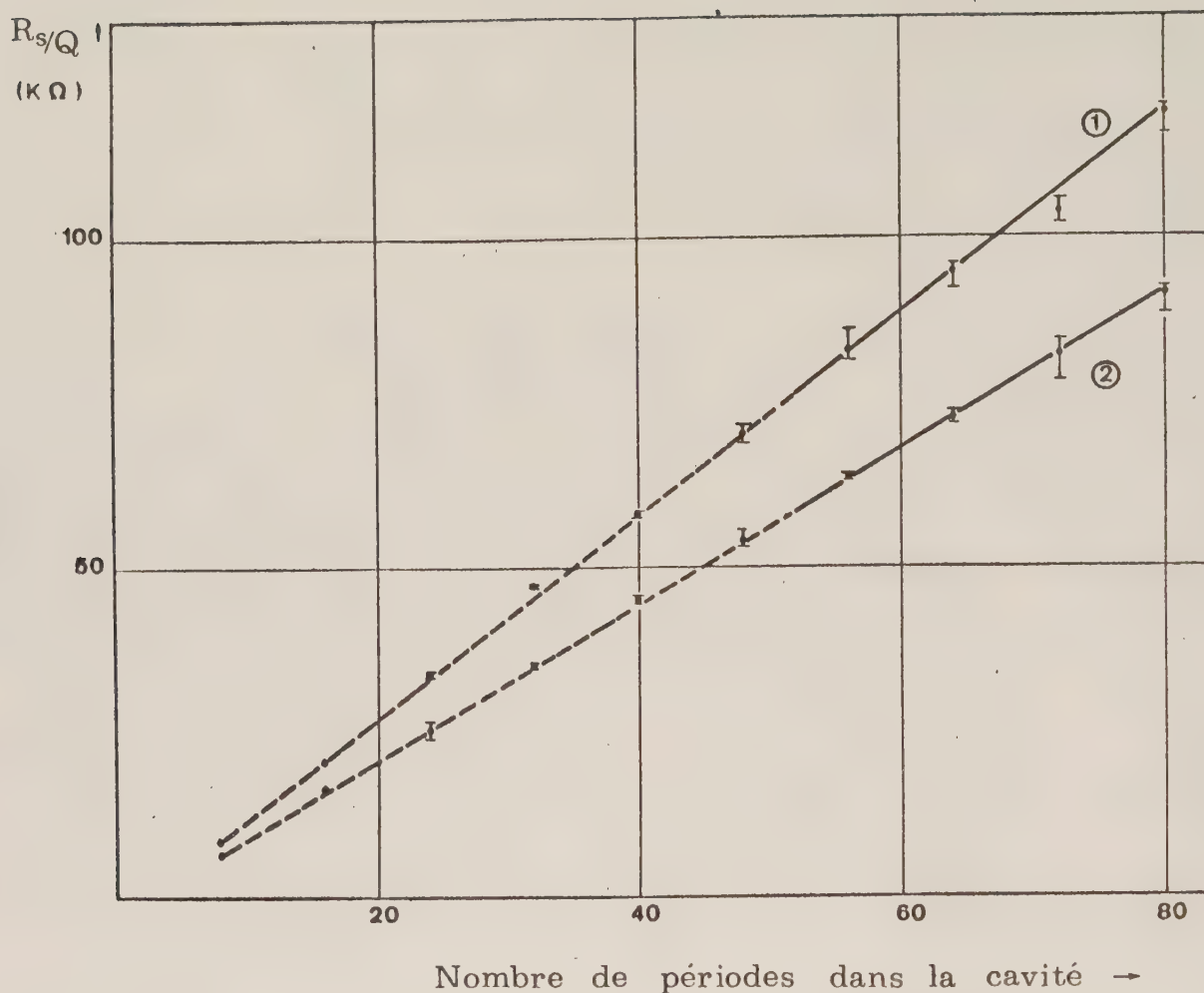


FIGURE 19 - Variation du rapport de la résistance shunt effective totale d'une cavité à son coefficient de surtension à vide en fonction du nombre de périodes, et pour deux diamètres de tubes de glissement.

1 : ϕ tubes : 6,66% de ϕ cavité; sur la partie continue de la courbe : énergie de synchronisme en $\beta\lambda/2$: 290 KeV/A $\pm 1\%$, surtension moyenne : $15800 \pm 3\%$ à 27 MHz.

2 : ϕ tubes : 10% de ϕ cavité; sur la partie continue de la courbe : énergie de synchronisme en $\beta\lambda/2$: 190 KeV/A $\pm 1\%$, surtension moyenne : $12900 \pm 3\%$ à 27 MHz.

Pour les deux courbes, ϕ supports : 1,7% de ϕ cavité.

Les barres d'erreur représentent la dispersion observée sur trois mesures consécutives du rapport R_s/Q en chaque point. Les variations indiquées pour la surtension à vide correspondent à l'évolution de la moyenne de trois mesures (en chaque point) le long de la partie continue des courbes. Ces variations étant inférieures à la dispersion des mesures en chaque point (qui peut atteindre plus de 10%, suivant la qualité des contacts entre les supports et la cavité), on peut estimer que le coefficient de surtension a pratiquement atteint sa limite asymptotique.

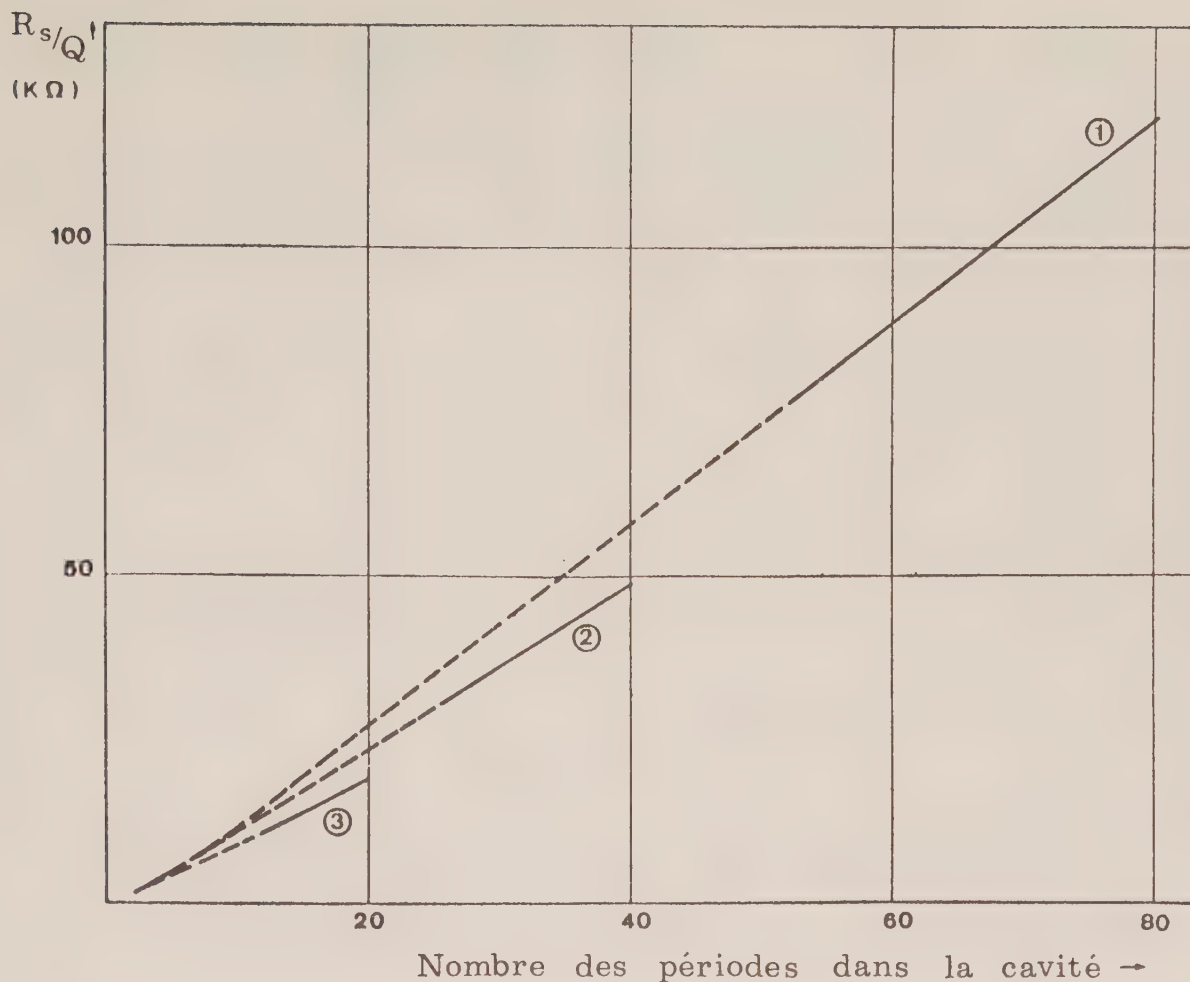


FIGURE 20 - Variation du rapport de la résistance shunt effective totale d'une cavité à son coefficient de surtension à vide en fonction du nombre de périodes, et pour trois longueurs de la période accélératrice.

ϕ tubes : 6,66% de ϕ cavité, $g/L = 0,5$

Sur la partie continue des courbes :

1 : énergie de synchronisme en $\beta\lambda/2$: 290 KeV/A $\pm 1\%$,

surtension moyenne à 27 MHz : 15 800 $\pm 3\%$;

2 : énergie de synchronisme en $\beta\lambda/2$: 1,95 MeV/A $\pm 1\%$,

surtension moyenne à 27 MHz : 15 200 $\pm 1,5\%$;

3 : énergie de synchronisme en $\beta\lambda/2$: 10,15 MeV/A $\pm 1\%$,

surtension moyenne à 27 MHz : 14 600 $\pm 1,5\%$.

Pour les trois courbes, ϕ supports : 1,7% de ϕ cavité.

Les variations indiquées pour Q obéissent aux mêmes conventions et conduisent aux mêmes conclusions que sur la figure 19.

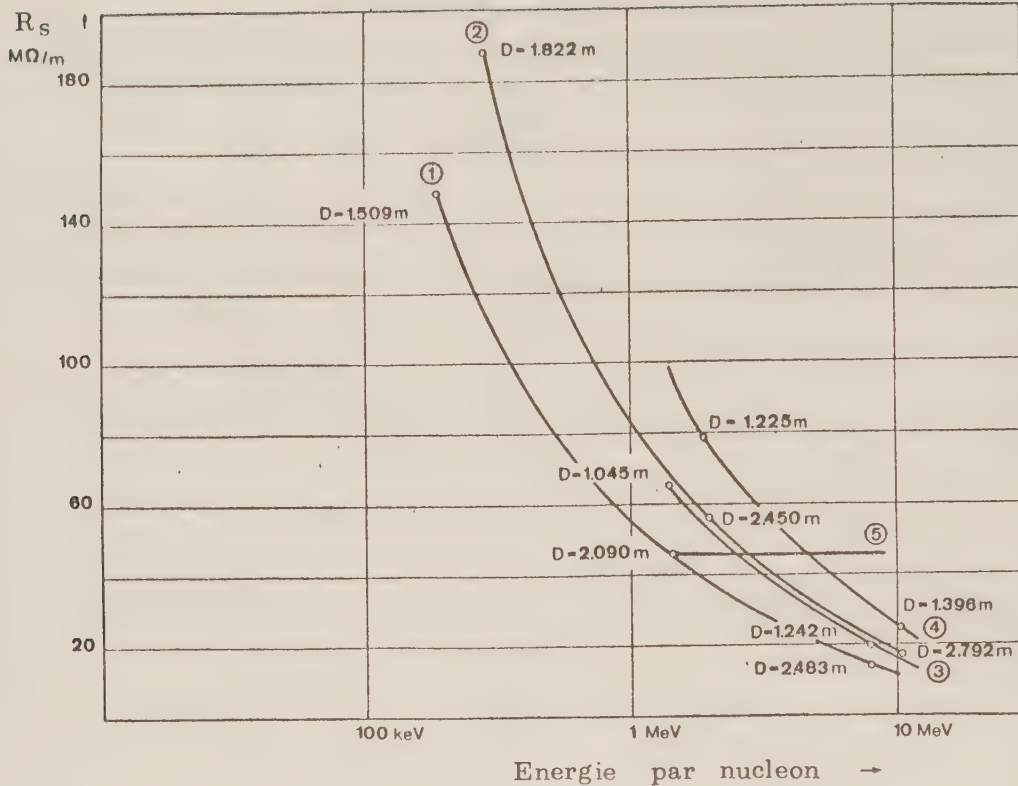


FIGURE 21 - Résistance shunt effective par unité de longueur en fonction de l'énergie, pour une accélération en $\beta\lambda/2$ avec un rapport g/L de 0,5. ϕ tubes : 10% de ϕ cavité pour les courbes 1 et 3, 6,66% de ϕ cavité, pour les courbes 2 et 4. Fréquence : 27 MHz, pour les courbes 1 et 2, 54 MHz, pour les courbes 3 et 4. A titre comparatif, la courbe 5 correspond à une structure d'Alvarez, utilisée en $\beta\lambda$ à 108 MHz⁹⁾.

II.4 CARACTERISTIQUES LOCALES DES CHAMPS

Cette étude nous permet d'aborder un certain nombre de problèmes techniques de première importance pour la mise en oeuvre de la structure dans un accélérateur.

La connaissance de la répartition du champ magnétique au voisinage des parois conductrices est indispensable pour la détermination du système de refroidissement et pour l'étude des contacts dans les zones de fixation des divers éléments (supports des tubes de glissement, plans de court-circuit, etc.). Compte tenu des risques de claquages, il est également indispensable de connaître les régions où l'amplitude du champ électrique est maximum et l'ordre de grandeur de ce maximum par rapport au champ accélérateur.

La détermination du champ accélérateur maximum admissible dans une cavité donnée résulte d'ailleurs de cette double étude, la limite pouvant provenir soit de l'efficacité du système de refroidissement, soit des risques de claquages, suivant le type de fonctionnement continu ou pulsé de l'alimentation radiofréquence de la cavité. Dans ce dernier cas, comme nous le verrons dans la troisième partie, le cycle utile de cette alimentation intervient également.

D'autre part, il est nécessaire de connaître l'influence des défauts de réalisation et de positionnement des divers éléments de la structure sur la répartition du champ accélérateur, pour pouvoir définir les tolérances de construction d'une cavité.

Ces différents problèmes ont d'ailleurs fait l'objet d'une thèse de doctorat de spécialité¹⁹⁾ dont nous nous bornerons ici à rappeler les principaux résultats.

II.4.1 REPARTITION DES CHAMPS

La figure 22 représente la variation du carré du champ électrique dans un intervalle accélérateur situé vers le milieu d'une cavité. La mesure a été faite transversalement, à proximité de la face d'un tube de glissement et le long du diamètre de ce tube situé dans le plan de symétrie axial de la structure.

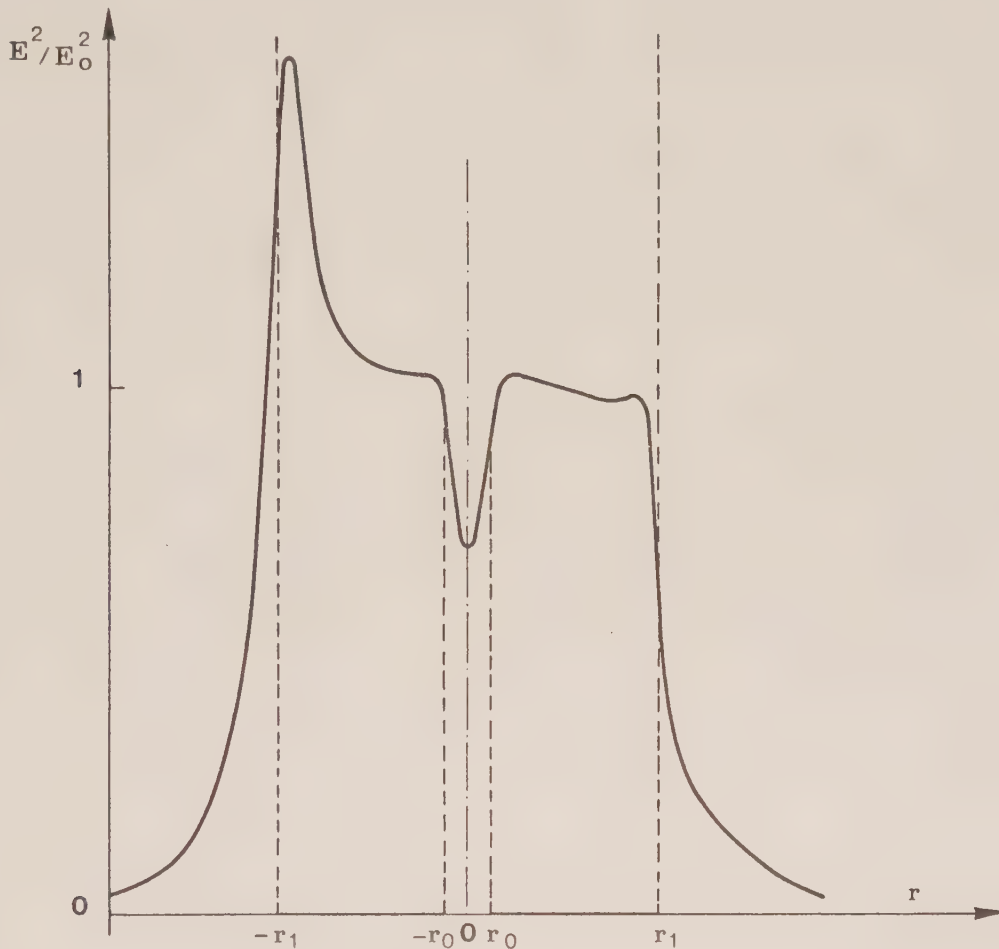


FIGURE 22 - Carré du champ électrique à proximité d'un tube de glissement, normalisé à sa valeur au milieu de l'intervalle accélérateur. Le support est parallèle à $0r$, du côté des r positifs. Cavité de 20 périodes, intervalle accélérateur No 10, ϕ cavité : 400 mm, ϕ tubes : extérieur $2r_1 = 48$ mm, intérieur $2r_0 = 6$ mm, ϕ supports : 8 mm, $g/L = 0,5$, période 30 mm. Energie de synchronisme en $\beta \lambda/2$: 200 keV/A environ. Nous avons utilisé une bille perturbatrice conductrice de 2 mm de diamètre. La mesure a été faite à 2 mm de la face du tube de glissement. Compte tenu de la proximité de cette paroi métallique, elle conduit donc à une légère surestimation du champ (de l'ordre de 3%). La grandeur intéressante étant le champ maximum à la surface du tube, nous avons préféré nous rapprocher au maximum de celle-ci, quitte à commettre cette faible erreur par excès.

Dans le cas de cette structure à basse énergie, il apparaît une décroissance assez symétrique du champ au niveau du trou intérieur du tube de glissement, et l'existence d'un

maximum vers le bord du tube le plus éloigné de son support. Dans cette région, le champ atteint environ 130% de sa valeur mesurée sur l'axe et au milieu de l'intervalle accélérateur. L'amplitude de ce maximum, comme celle du minimum observé au voisinage de l'axe, décroît d'ailleurs très rapidement lorsque l'on se rapproche du milieu de l'intervalle accélérateur.

Les figures 23 et 24 donnent les résultats de mesures de perturbation le long d'un support dans le plan de symétrie axial de la structure (mais à distance assez grande de ce support, en raison de la dimension relativement importante des billes qu'il a été nécessaire d'utiliser), et la variation du champ magnétique qui s'en déduit. En raison de la pente élevée des courbes de la figure 23 à proximité du tube de glissement, la détermination du champ magnétique devient illusoire dans cette région; pour cette raison, le voisinage de l'axe a été exclu du domaine étudié.

La figure 24 montre que le champ magnétique décroît lorsque l'on se rapproche de l'axe, mais qu'il varie assez peu sur la majeure partie du support. Le champ électrique présente une variation en sens inverse, elle aussi de faible amplitude jusqu'au voisinage du tube de glissement, comme en témoigne la courbe 2 de la figure 23 (cette courbe représente le carré du champ). A proximité de l'intervalle accélérateur, au contraire, le champ électrique varie très rapidement.

D'autres séries de mesures ont permis de préciser la répartition du champ magnétique autour des supports. L'allure des lignes de forces correspondantes est schématisée sur la figure 25. Cette répartition explique l'hypothèse de propagation d'un mode TEM le long des supports, qui est souvent utilisée pour décrire les bandes passantes de type "stem resonant". Bien entendu, il s'agit d'un mode TEM très perturbé, comme en témoignent la variation des champs (figures 23 et 24) et le fait que la longueur des supports (de l'ordre de 5 à 12% de λ) est très inférieur au quart de la longueur d'onde.

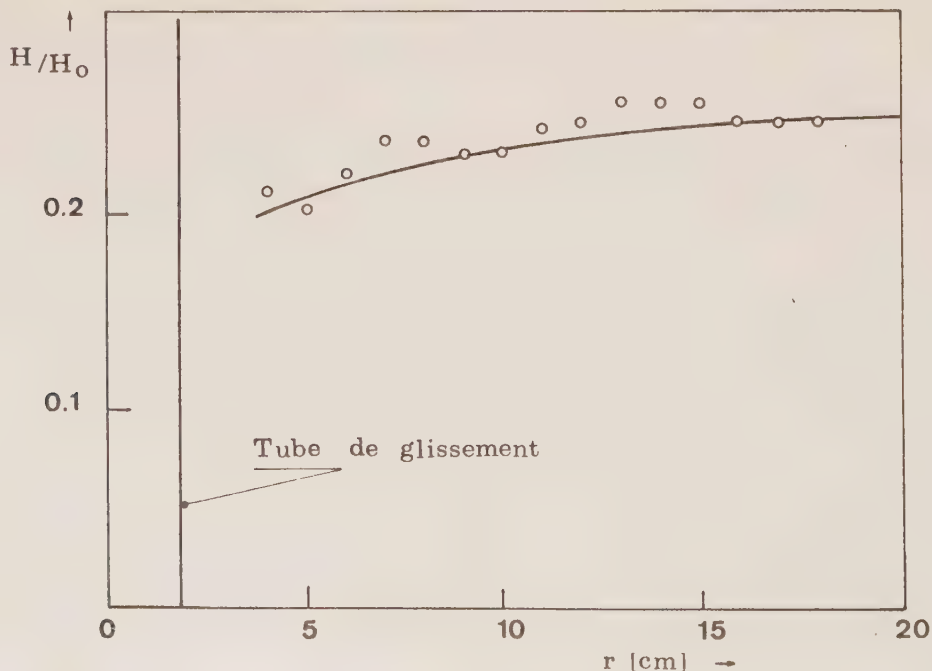


FIGURE 24 - Champ magnétique déduit de la figure 23 et normalisé à sa valeur maximum H_0 au contact du support.

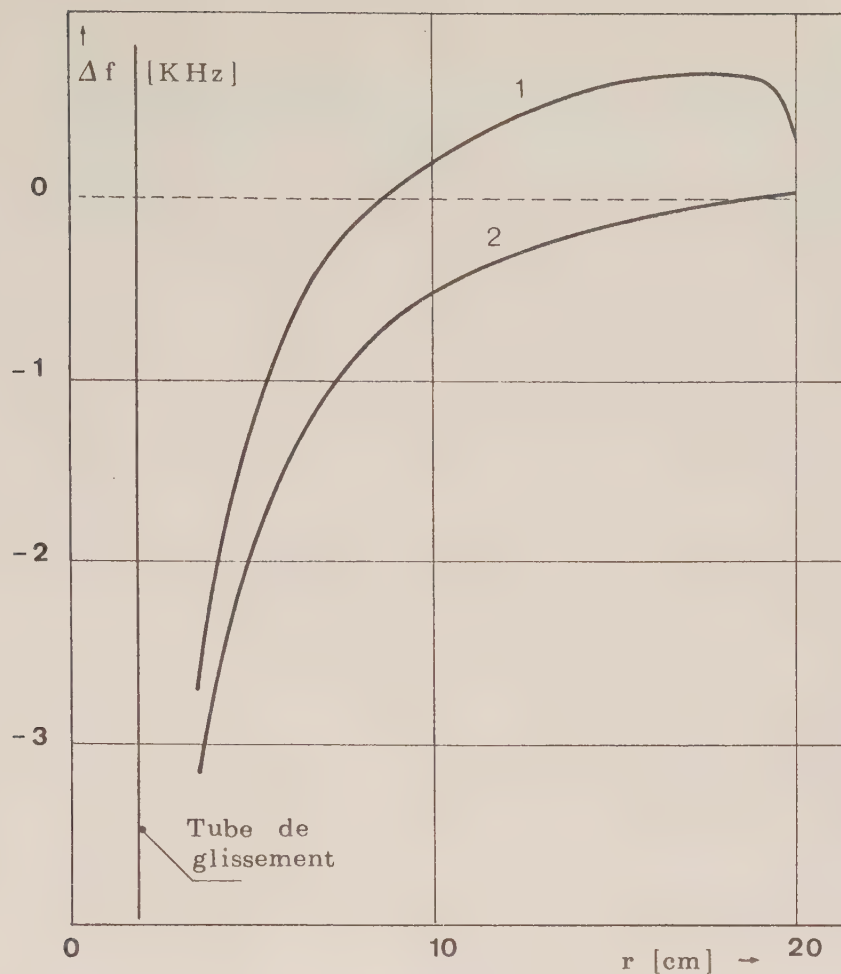


FIGURE 23 - Mesures de perturbation le long d'un support.

1 : bille conductrice ϕ 5 mm, 2 : bille diélectrique ϕ 5 mm (courbe normalisée à la constante perturbatrice de la bille conductrice). Cavité de 10 périodes, support No 4, ϕ cavité : 400 mm, ϕ tubes : extérieur 36 mm, intérieur 6 mm, ϕ supports : 8 mm, période 60 mm, $g/L = 0,5$. Energie de synchronisme en $\beta\lambda/2$: 2 MeV/A, environ.

La distance des billes perturbatrices à l'axe du support était de 17 mm, compte tenu des diamètres relativement importants de ces billes, et de la longueur des tubes de glissement (les mesures ont été faites dans le plan de symétrie longitudinal de la structure). A cause de l'incertitude qui subsiste sur la cote (r) des deux billes perturbatrices, et de la pente des courbes 1 et 2 au voisinage du tube, la détermination du carré du champ magnétique (qui s'en déduit par différence) ne peut être faite avec précision dans cette région. Nous avons donc limité le domaine exploré de la paroi de la cavité jusqu'à 40 mm de son axe. D'ailleurs, à moins de 23 mm de l'axe, environ, la proximité du tube de glissement commence à introduire une erreur par excès sur le champ électrique et une erreur par défaut sur le champ magnétique.

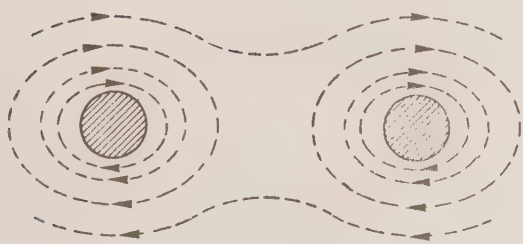


FIGURE 25 - Allure des lignes de force du champ magnétique au voisinage des supports.

Nous avons également procédé à une investigation rapide des courants dans les supports en fonction de l'énergie de synchronisme des particules. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 26; ils concernent le courant maximum sur le support médian d'une structure périodique, et la quantité E_0 représente le champ électrique sur l'axe au milieu des intervalles accélérateurs adjacents. A basse énergie, E_0 correspond donc au maximum du champ accélérateur sur l'axe, alors qu'à haute énergie, sa valeur est nettement inférieure aux maxima observés, toujours sur l'axe, à proximité des faces des tubes de glissement.

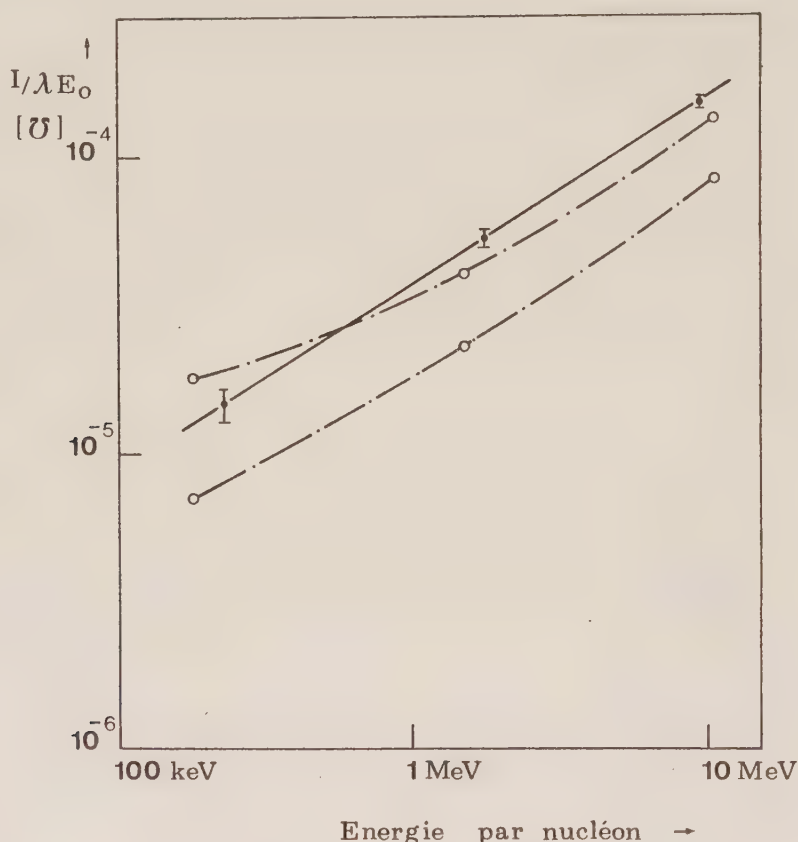


FIGURE 26 - Variation du courant dans un support en fonction de l'énergie de synchronisme (en $\beta\lambda/2$, avec $g/L = 0,5$). Le champ magnétique est obtenu par deux mesures de perturbation au voisinage du support médian de la structure et à faible distance des parois de la cavité (une mesure à $r = 7$ mm de l'axe du support, avec une bille conductrice de $\varnothing 2$ mm, et une mesure à $r = 11$ mm, avec une bille conductrice de $\varnothing 3$ mm). Le champ à la surface du support ($r = 4$ mm) s'en déduit par extrapolation linéaire des deux valeurs du produit $H.r$ correspondantes. Le champ électrique sur l'axe est mesuré avec une bille conductrice de $\varnothing 3$ mm. Le diamètre de la cavité expérimentale est de 400 mm, celui des tubes de glissement, de 43 mm. Les deux courbes en traits mixtes représentent les résultats théoriques de la première partie, pour la cavité de la figure 3 (diamètre des tubes : 50 mm). La courbe supérieure correspond aux courants théoriques au niveau de la paroi de la cavité, et la courbe inférieure, à ces mêmes courants au niveau du tube de glissement.

Malgré la précision modeste des mesures, et leur petit nombre, la variation qui se dégage de la figure 26 semble sensiblement exponentielle et approximativement de la forme $I/(\lambda E_0) \propto \beta^{1,25}$, d'après les résultats expérimentaux obtenus pour des rapports constants du

diamètre des tubes de glissement et des supports à celui de la cavité dans la gamme d'énergies explorée.

Compte tenu de fréquences d'utilisation et de diamètres de tubes réaliste, on peut s'attendre à observer, le long des différentes cavités d'un accélérateur linéaire, des variations encore plus importantes que celles représentées sur la figure 26.

Cette figure montre aussi, à titre comparatif, les courbes déduites des prévisions théoriques de la première partie. Comme l'amplitude de variation des courants le long des supports semble dépendre de leur forme, et même dans une assez large mesure, il nous paraît plus significatif de comparer les courants "utiles" qui aboutissent effectivement aux tubes de glissement. En ce qui concerne la structure réelle, ces courants sont d'environ 20% inférieurs à ceux portés sur la courbe en traits pleins de la figure 26; en ce qui concerne la structure théorique, ils correspondent à la courbe inférieure de cette même figure. Compte tenu de ce qui a été dit (cf. première partie) du caractère optimiste des prévisions théoriques, on peut penser que la forme particulière des supports affecte modérément la valeur des courants "utiles". En tout cas, l'étude théorique de la structure à supports prismatiques conduit au moins à l'ordre de grandeur des courants observés sur la structure à supports cylindriques.

D'ailleurs, il serait intéressant d'étudier expérimentalement dans quelle mesure la forme des supports conditionne à la fois l'intensité et l'amplitude de variation (sur toute leur longueur) des courants dont ils sont le siège. Peut-être même pourrait-on trouver une géométrie de supports conduisant à une dissipation de puissance plus faible que la géométrie cylindrique.

Nous avons vérifié enfin que l'amplitude du champ magnétique tangent aux parois cylindriques, en dehors du voisinage immédiat des supports, et aux plans de court-circuit d'une cavité interdigitale est très inférieure (d'un facteur 100, environ) à la valeur maximum atteinte sur le support le plus sollicité. La répartition du champ magnétique sur les plans de court-circuit montre qu'ils sont parcourus par des courants circulant dans la direction des supports et présentant une concentration maximum le long du diamètre situé dans le plan de symétrie longitudinal de la cavité. Compte tenu de la disposition interdigitale de la structure, cette concentration est d'ailleurs plus élevée sur le rayon qui fait face au support de tube le plus proche.

Il ressort de l'ensemble de ces études que la majeure partie des pertes HF se répartit dans les supports des tubes de glissement (entre 60 et 80% des pertes totales, suivant l'énergie et le type de fonctionnement en $\beta\lambda/2$ ou $3\beta\lambda/2$).

Une dernière application des mesures de champs au voisinage des parois pourrait être l'étude du système de couplage entre la cavité et l'alimentation radiofréquence. Cette étude n'a pas encore été faite systématiquement mais, d'après les résultats acquis jusqu'à présent, il semble que les problèmes d'adaptation ne posent pas de difficulté particulière.

II.4.2 SENSIBILITE AUX DEFAUTS MECANIQUES

Une série d'expériences a permis de mettre en évidence dans quelle mesure des erreurs sur la position ou les dimensions des éléments de la structure affectent la répartition du champ accélérateur.

La structure interdigitale est peu sensible aux défauts de position des tubes de glissement. Pour des fréquences d'utilisation réalistes, des écarts de plusieurs millimètres entre

les axes de deux tubes de glissement successifs correspondent, au niveau de l'intervalle accélérateur perturbé, à des défauts de champ de l'ordre de 1%.

Le décalage d'un tube de glissement parallèlement à l'axe de la cavité se répercute plus nettement sur le champ mais tout se passe, en première approximation, comme si la répartition du potentiel n'était pas affectée par la perturbation. Ce genre de défaut a donc, lui aussi, peu d'effet sur l'accélération des particules.

En ce qui concerne les dimensions des tubes de glissement et des supports, des erreurs de l'ordre du millimètre, sur la structure en vraie grandeur, n'affectent pas le champ accélérateur de plus de 1%. A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure 27 l'effet produit par la modification du diamètre d'un tube de glissement.

Dans toute cette étude, nous nous sommes borné à examiner le champ électrique au milieu des intervalles accélérateurs. Compte tenu de la précision assez modeste des mesures et de la faiblesse des écarts observés, toutes les valeurs expérimentales ont été normalisées à la sinusoïde obtenue par la méthode des moindres carrés. Chaque défaut se répercute alors sur la répartition du champ tout au long de la structure. En plus des erreurs observées dans les intervalles accélérateurs perturbés, dont l'ordre de grandeur a été mentionné plus haut, il faut tenir compte, en toute rigueur, des défauts d'amplitude moindre produits dans les autres intervalles accélérateurs.

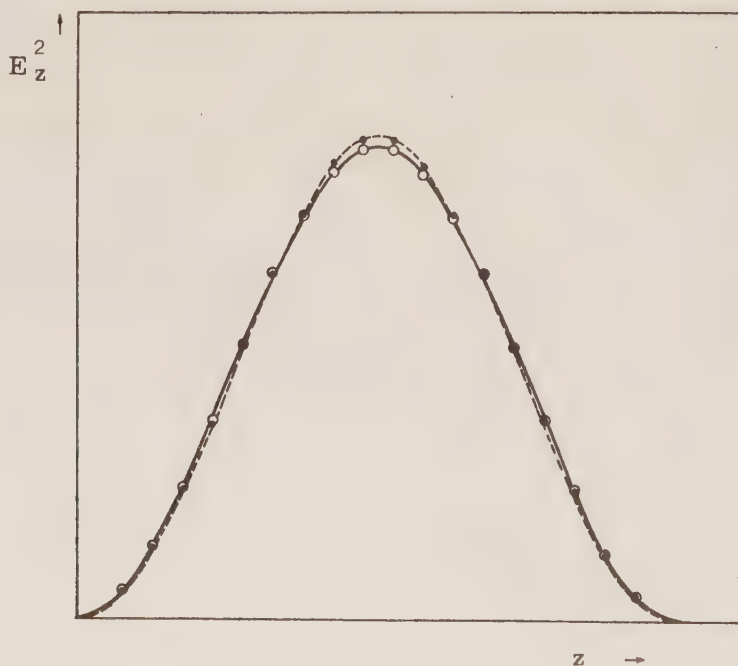


FIGURE 27 - Influence de l'augmentation du diamètre d'un tube de glissement sur la répartition du champ accélérateur dans une structure périodique. $\varnothing$ cavité : 400 mm ; $\varnothing$ tubes : 48 mm ; $\varnothing$ supports : 8 mm ; $L = 30$ mm ; $g/L = 0,5$; énergie de synchronisme en $\beta\lambda/2$: 200 keV/A, environ. La courbe en traits pleins représente le carré du champ non perturbé ; la courbe en pointillés représente le carré du champ après augmentation du diamètre du dixième tube (situé au milieu de la cavité) de 1 mm. Pour une utilisation de la structure de 27 MHz, l'augmentation serait de 4mm environ. L'écart observé est de l'ordre de 1% au milieu de la cavité.

La relative insensibilité de la structure interdigitale aux défauts d'origine mécanique résulte de la valeur élevée de sa vitesse de groupe au mode de fonctionnement, Si cette propriété représente un avantage notable du point de vue des tolérances, elle complique aussi, malheureusement, le problème du réglage des champs dans une cavité accélératrice.

Nous n'avons pas étudié l'influence des défauts de réalisation de l'enveloppe cylindrique, qui se prête mal à l'expérience, mais, compte tenu des tolérances assez modestes des cavités que nous avons utilisées, on peut penser que l'influence de tels défauts n'est pas particulièrement sensible. Le fait que l'on puisse envisager de réaliser des cavités accélératrices à diamètre variable, comme nous le verrons par la suite, de manière à limiter l'augmentation du diamètre des tubes, nous incite cependant à une certaine prudence en ce qui concerne l'influence des défauts de conicité. De la même façon, une erreur sur le diamètre de la cavité, qui n'affecte pas la distribution du champ dans une structure périodique, peut se traduire, avec une géométrie accélératrice et même après compensation de l'écart de fréquence qui en résulte, par une légère modification des champs.

Nous venons de passer en revue les principaux chapitres de notre étude expérimentale de la structure interdigitale, dont nous avons exposé les conclusions en les illustrant par quelques exemples précis. Certains de ces chapitres pourraient encore donner lieu à des développements intéressants. Nous pensons, par exemple, à une étude plus systématique de la topographie des champs en fonction de l'énergie, en liaison avec l'examen des problèmes de couplage. Cependant, nous disposons dès maintenant d'un ensemble d'informations suffisamment complètes pour nous permettre de dégager le domaine d'utilisation de la structure interdigitale, de déterminer la géométrie de cavités accélératrices, et de préciser les différents problèmes techniques posés par leur construction et leur exploitation.

CHAPITRE III

LA STRUCTURE INTERDIGITALE ACCELERATRICE

Les conditions d'utilisation de la structure interdigitale n'ont pas été abordées directement dans les parties précédentes. Il est nécessaire d'examiner maintenant le domaine d'utilisation privilégiée de cette structure et les problèmes posés par la conception d'une cavité accélératrice et son insertion dans l'ensemble cohérent que représente un accélérateur linéaire.

III.1 CONDITIONS D'UTILISATION ET ZONE DE FONCTIONNEMENT

Les caractéristiques de la structure interdigitale, dont nous venons de présenter l'étude, tendent à prouver sa bonne adaptation à l'accélération des particules. Cependant, en raison du sens de variation de ses performances, cette structure est plutôt destinée à être utilisée à basse énergie, et en particulier pour l'accélération de faisceaux d'ions lourds.

La forme particulière de la première courbe de dispersion de la structure interdigitale suggère l'utilisation du mode π qui correspond, à fréquence donnée, à un encombrement transversal minimum des cavités accélératrices. Cependant, comme nous l'avons signalé, ce mode ne peut être excité dans une cavité fermée et l'on est conduit à utiliser le mode qui s'en rapproche le plus et qui correspond, pour une cavité de N périodes, à un déphasage total de $(N-1)\pi$. Nous présentons à la figure 28 la disposition du mode de fonctionnement d'une telle cavité accélératrice par rapport aux autres modes de sa première bande passante.

Pour ce mode, le champ stationnaire subit, tout au long de la cavité, un déphasage de π entre deux intervalles accélérateurs successifs. Il est donc logique de synchroniser les particules non pas avec l'onde progressive de déphasage $(N-1)\pi$, mais avec un mode π fictif, de déphasage $N\pi$. Dans ces conditions, en effet, l'harmonique d'espace de déphasage $(N+1)\pi$ de l'onde inverse contribue, presque autant que l'harmonique d'espace de déphasage $(N-1)\pi$ de l'onde directe, à l'accélération du faisceau. Ce type de fonctionnement a pu être considéré²⁰⁾ comme un exemple d'asynchronisme entre les particules et les harmoniques d'espace du mode accélérateur.

Dans ces conditions, la relation de synchronisme utilisée est celle d'un mode π : $L = \beta\lambda/2$ ou $n\beta\lambda/2$, avec n impair.

Bien entendu, le choix d'un tel mode de fonctionnement se répercute sur la distribution du champ accélérateur. Dans une structure périodique, cette répartition aurait l'allure sinusoidale présentée sur la figure 11, mais, dans une structure accélératrice, elle dépend de la

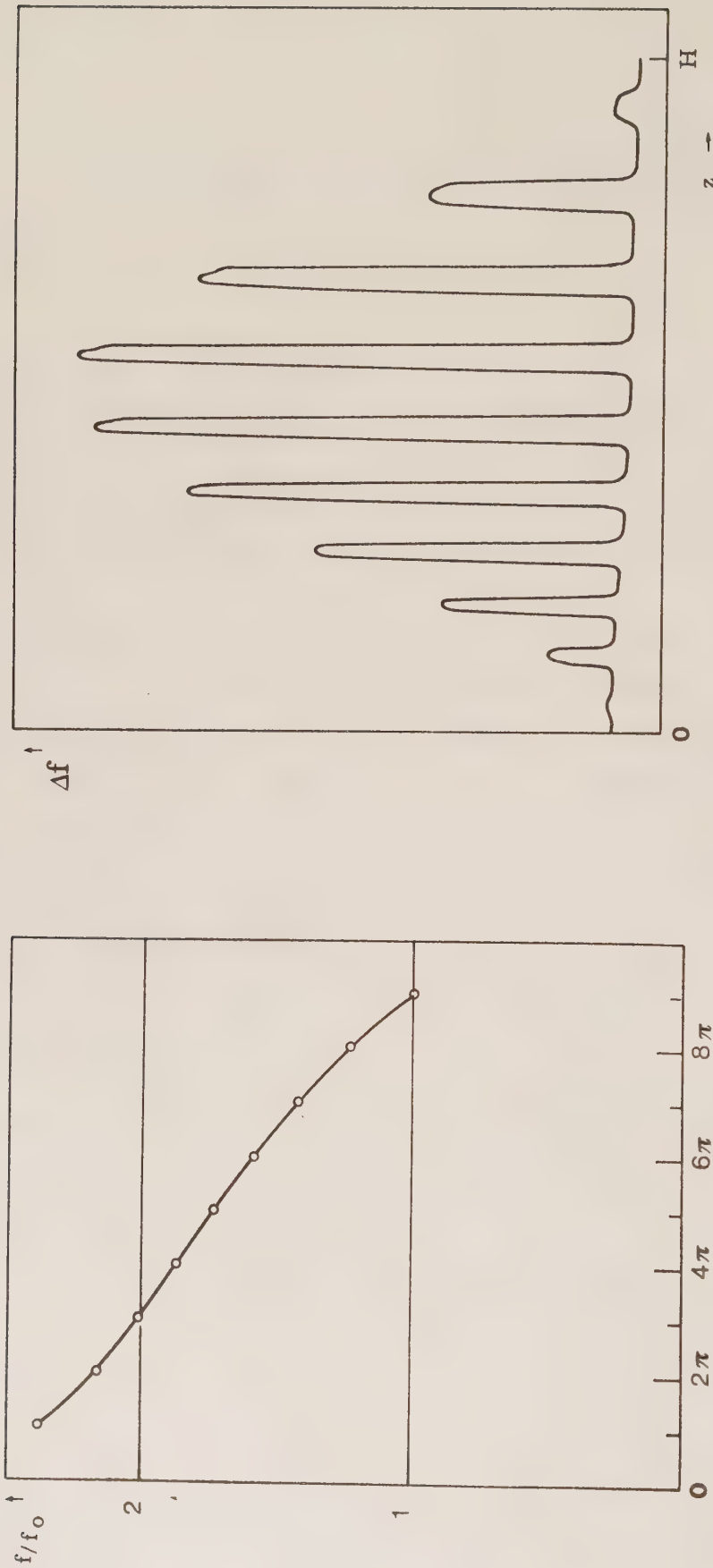


FIGURE 29 - Allure du carré du champ électrique sur l'axe d'une structure accélératrice. La courbe a été obtenue par enregistrement de la fréquence au cours d'une mesure de perturbation. On peut observer une légère dérive thermique de la cavité. La mesure a été faite sur la maquette représentée à la figure 30.

FIGURE 28 - Répartition des modes dans une cavité accélératrice. Les fréquences sont normalisées à celle du mode utilisé pour l'accélération. Nous avons porté en abscisse le déphasage sur la longueur totale, H , de la cavité dont la géométrie correspond à la figure 30.

géométrie transversale. Dans la pratique, on choisit d'abord la loi de variation du champ et la géométrie transversale s'en déduit, après le calcul de la géométrie longitudinale correspondante.

Pour notre part, nous pensons qu'une répartition sinusoïdale du champ peut convenir (figure 29). L'obtention des lois conduisant à des cavités plus courtes (champ trapézoïdal, par exemple) nécessite en effet des variations plus importantes de la géométrie transversale de la structure dont la détermination à priori s'avère particulièrement délicate.

III. 2 PROBLEMES PRATIQUES

III. 2. 1 PROBLEMES POSES PAR L'ACCELERATION DES IONS LOURDS

L'inconvénient majeur présenté par l'accélération des ions très lourds provient de la difficulté de les produire avec des états de charge élevés et en abondance suffisante. Malgré les progrès réalisés dans le domaine des sources d'ions, on ne peut espérer obtenir, dans l'état actuel, des ions très lourds avec un rapport q/m (normalisé à celui du proton) supérieur à 0,06. Ces ions de masse élevée sont d'ailleurs produits en régime pulsé et dans des sources de durée de vie limitée.

On peut considérer que ces différentes limitations se répercutent sur tout l'accélérateur. Pour faciliter les interventions à la source, il est en effet utile de prévoir un injecteur de tension modérée. La première cavité d'un accélérateur linéaire doit alors être adaptée à un faisceau d'ions lents et faiblement chargés.

Compte-tenu de la nécessité de maintenir constant le produit $(q/m)E$ pour tous les types de particules, les caractéristiques des cavités successives sont imposées par l'état de charge le plus bas qu'elles sont destinées à accélérer. Il en résulte un faible gain d'énergie par nucléon et par unité de longueur.

Pour cette raison, on prévoit généralement, dès que l'énergie s'y prête, un étage de stripping qui permet d'améliorer l'état de charge des ions. L'accélération s'effectue par la suite dans de meilleures conditions, mais au prix d'une diminution du courant en particules à la sortie de la machine.

Enfin, les variations accidentelles, par échange de charges, du rapport q/m des ions, et les pertes de particules qui en résultent, risquent d'être préjudiciables aux performances de l'accélérateur. Le vide qui doit régner à l'intérieur des cavités est donc soumis à des conditions particulièrement sévères.

III. 2. 2 FOCALISATION DES IONS

La nécessité de focaliser le faisceau constitue une difficulté supplémentaire, en particulier pour des ions lourds et à basse énergie.

Parmi les différentes solutions possibles et abstraction faite des performances que l'on peut attendre des structures auto-focalisantes, la plus efficace et la plus souple semble bien être l'utilisation de lentilles quadrupolaires électriques ou magnétiques logées à l'intérieur des tubes de glissement.

La structure interdigitale est bien adaptée à ce type de focalisation puisque tous les supports des tubes de glissement sont facilement accessibles de l'extérieur de la cavité, ce qui n'est pas le cas avec les structures bifilaires et coaxiales, par exemple.

D'autre part, les gradients de champ magnétique nécessaires sont réalisables et la répartition sinusoïdale choisie pour le champ accélérateur facilite la focalisation du côté basse énergie, c'est-à-dire là où les tubes de glissement sont les plus courts.

Cependant, la longueur non négligeable des éléments focalisants détermine pratiquement la dimension minimum de la première période accélératrice. Compte-tenu de la relation de synchronisme, $L = \beta \lambda / 2$, et de la faible vitesse d'injection des ions, cette condition implique l'existence d'une valeur maximum qui limite la fréquence d'utilisation de la première cavité.

Il est à remarquer que la loi de synchronisme de la structure interdigitale est plus restrictive que celle de la structure d'Alvarez ($L = \beta \lambda$). Même dans ces conditions, la question des dimensions transversales est résolue de manière plus favorable avec la structure interdigitale en raison de l'abaissement particulièrement marqué de sa fréquence de coupure, qui accompagne toute réduction de la période accélératrice.

La longueur des quadrupôles impose donc une limitation des structures accélératrices du côté des basses énergies. Nous pensons que cette limite se situe vers les 200 keV/A, ce qui correspond à une fréquence maximum de l'ordre de 30 MHz pour une structure interdigitale utilisée en $\beta \lambda / 2$. Naturellement pour permettre des énergies d'injection plus faibles sans exagérer l'encombrement des cavités, on peut jouer sur la loi de synchronisme ($L = 3\beta \lambda / 2$, au lieu de $\beta \lambda / 2$) plutôt que sur la fréquence.

La figure 30 représente la maquette d'une cavité destinée à porter les ions de 50 à 190 keV/A, en $3 \beta \lambda / 2$ et à 27 MHz. Cette solution représente toutefois un inconvénient du point de vue de la résistance shunt effective qui diminue très sensiblement du fait de l'allongement des périodes et de la détérioration du facteur temps de transit. Par exemple, la cavité représentée sur la figure 30 ne présente qu'une résistance shunt effective de 25 M Ω /m, environ, avec un facteur temps de transit de 0,57 seulement.

L'encombrement transversal des lentilles quadrupolaires représente lui aussi une difficulté puisque, comme nous l'avons vu, la résistance shunt de la structure interdigitale décroît très sensiblement lorsque le diamètre des tubes augmente.

Cet inconvénient est particulièrement sensible dans les régions où la résistance shunt a déjà tendance à être faible, c'est-à-dire là où le fonctionnement en $3\beta \lambda / 2$ est indispensable, et à haute énergie où il constitue même la principale cause de limitation de la structure.

III. 2. 3 DETERMINATION DU CHAMP ACCELERATEUR MAXIMUM

Nous abordons maintenant une classe de problèmes plus directement liés aux caractéristiques de la structure interdigitale.

Nous venons de voir à partir de quels compromis on est amené à fixer l'énergie d'injection, la fréquence et le mode d'utilisation des cavités, et leurs dimensions transversales. Il reste à examiner de quelle façon doit être choisie l'amplitude maximum du champ accélérateur. Ici encore, il est nécessaire de réaliser un compromis entre diverses considérations.

Les risques de claquages imposent naturellement une limite supérieure au champ électrique. Par contre, de manière à réduire l'encombrement longitudinal de la machine



FIGURE 30 - Maquette d'une cavité accélératrice. Cette maquette de grandes dimensions (échelle $\frac{1}{3}$ du projet) a été mise à notre disposition grâce à l'obligeance du groupe de recherche responsable du projet UNILAC. Elle est en acier cuivré par électrolyse, suivant le procédé préconisé à Heidelberg. Les paramètres de cette cavité sont réunis, sous forme de tableau, à la fin de la troisième partie.

et les impératifs de vide, on serait tenté de fonctionner aussi près que possible de cette limite.

D'autre part, si le choix du champ électrique maximum intervient individuellement sur le coût des cavités et de leur alimentation radiofréquence, il n'affecte pratiquement pas le budget total de l'accélérateur. En effet, l'allongement des cavités et l'augmentation du nombre des tubes de glissement qui accompagnent une diminution du champ est compensée par l'amélioration de la résistance shunt et par la réduction des pertes qui en résultent.

Dans ces conditions, le souci de prévoir un maximum de sécurité dans l'exploitation de la machine et d'améliorer la fiabilité des systèmes radiofréquence conduit, en général, à choisir des valeurs très prudentes vis-à-vis des risques de claquages.

Avec la structure interdigitale, le problème se complique du fait de la concentration de la presque totalité des pertes sur les supports de tubes. Ainsi, sur les 80 KW dissipés dans la cavité de la figure 30 pour la valeur maximum du champ accélérateur de 8 MV/m, on peut estimer¹⁹⁾ que le support le plus sollicité intervient pour 16 KW, environ. Compte-tenu des possibilités de refroidissement, cette cavité est nécessairement destinée à fonctionner en régime pulsé pour les ions les plus lourds, eux-mêmes produits par les sources actuelles avec un cycle utile assez bas.

Les conditions de refroidissement posent donc le problème de l'alimentation continue ou pulsée des cavités dans toute la gamme des ions qu'elles peuvent accélérer. Malgré des caractéristiques (surtension et vitesse de groupe) assez favorables au fonctionnement des structures interdigitales en régime pulsé, il peut s'avérer nécessaire, de manière à optimiser les caractéristiques du faisceau, d'imposer l'alimentation continue pour tous les types d'ions. Dans ce cas, les problèmes de refroidissement limitent la valeur du champ électrique maximum admissible dans la structure.

D'autre part, en ce qui concerne les pertes dans les supports, il est peut-être possible de les réduire et d'en faciliter l'évacuation. On peut penser, en effet, comme nous l'avons suggéré dans la deuxième partie, qu'il existe une forme des supports optimum à cet égard. Il serait d'ailleurs intéressant de prolonger notre étude expérimentale dans ce sens. Naturellement, il conviendrait de s'assurer que cette amélioration ne risque pas d'être compensée par une complexité accrue des problèmes d'usinage.

III. 2. 4 PROBLEMES MECANIQUES

Comme nous l'avons dit, la structure interdigitale se présente assez favorablement du point de vue des tolérances. Une étude complémentaire, effectuée sur la maquette accélératrice de la figure 30 et dont les résultats sont présentés dans la référence 19, confirme les résultats obtenus sur la structure périodique.

Pour l'usinage des tubes de glissement et des supports, la structure interdigitale semble devoir exiger des tolérances moins sévères que les structures classiques. Quant aux tolérances sur la position des tubes, elles sont pratiquement fixées par les conditions requises pour l'alignement correct des quadrupôles.

Les principales difficultés pratiques proviennent de la réalisation des supports et de leur fixation à la paroi de la cavité. Deux études technologiques sont nécessaires à cet égard. La première porte sur la puissance maximum que l'on peut admettre de dissiper dans un support, compte-tenu de la forme optimum que l'on peut envisager de lui donner. La seconde, qui lui est complémentaire, concerne la mise au point d'un système de fixation fiable assurant à la fois la souplesse nécessaire à l'alignement correct des tubes et la continuité des courants.

III. 2. 5 DOMAINE UTILE

Compte-tenu des remarques qui viennent d'être faites, la structure interdigitale semble bien adaptée à l'accélération des ions lourds. Le domaine d'utilisation optimum peut être situé entre 50 keV/A et 4 ou 5 MeV/A. Naturellement, ces limites n'ont rien de rigide et l'on peut admettre de les dépasser dans les deux sens.

Dans ce domaine d'énergies, la structure interdigitale présente une résistance shunt particulièrement favorable, associée à un coefficient de surtension modéré et à une vitesse de groupe élevée. Ses dimensions transversales restent acceptables (diamètre inférieur à 2,5 m, à 27 MHz), mais, compte-tenu de la répartition sinusoïdale du champ accélérateur et des contraintes de refroidissement, elle peut conduire, pour une utilisation en régime continu, à des cavités légèrement plus longues que d'autres types de structures (structure à hélice, par exemple).

De plus, la structure interdigitale est compatible avec la méthode classique de focalisation quadrupolaire et, exception faite pour les supports de tubes qui nécessitent une étude plus élaborée, elle fait appel à des techniques tout à fait comparables à celles mises en oeuvre dans les structures d'Alvarez.

III. 3 DETERMINATION DES CAVITES INTERDIGITALES ACCELERATRICES.

III. 3. 1 GEOMETRIE TRANSVERSALE D'UNE CAVITE

Une fois choisie l'énergie d'injection, comme nous l'avons vu, la fréquence de la cavité est pratiquement fixée compte-tenu des impératifs de focalisation. Nous avons dit aussi que la répartition (sinusoïdale) du champ accélérateur pouvait être choisie à priori ainsi que sa valeur crête. Il en est de même pour la loi de synchronisme ($\beta\lambda/2$ ou $3\beta\lambda/2$) et pour le rapport g/L .

Ces données permettent de calculer la géométrie longitudinale d'une cavité, pour l'énergie de sortie envisagée, ainsi que les spécifications du système de focalisation. Il reste alors à déterminer les dimensions transversales de la cavité qui correspondent à cette géométrie longitudinale, avec la loi de champ et la fréquence désirée.

Le problème à résoudre est plus compliqué que celui qui intervient dans une cavité utilisée, à proprement parler, au mode 0 ou au mode π , et dont les périodes successives peuvent être considérées comme fonctionnant au mode de coupure choisi. Avec le type de fonctionnement "au voisinage du mode π " et la répartition sinusoïdale des champs qui nous concernent, le déphasage par période varie tout au long de la structure accélératrice. C'est d'ailleurs pour cette raison qu'il a été nécessaire d'entreprendre l'étude détaillée des caractéristiques dispersives de la structure dont nous avons fait état dans la deuxième partie.

Avec la loi de répartition du champ considérée :

$$E_i = (-1)^{N_i} \sin \left(\pi \frac{z_i}{H} \right) \quad \text{ou} \quad E_i = \cos \left[N_i \pi + \frac{\pi}{2} - \pi \frac{z_i}{H} \right]$$

où N_i représente le numéro de l'intervalle accélérateur considéré (variant de 0 à $N-1$, dans une cavité de N périodes), z_i l'abscisse du milieu de cet intervalle et H la longueur totale de la cavité, le déphasage entre deux intervalles consécutifs est de : $\pi - \pi L/H$. La méthode utilisée consiste à assimiler la structure accélératrice à une succession de sections périodiques

résonnant à la même fréquence et avec le même déphasage :

$$\beta_0 L = \pi - \pi \frac{L}{H}$$

soit :

$$\frac{\pi - \beta_0 L}{L} = \frac{\pi}{H} = \text{Cte}$$

Pour ce faire, nous avons traduit les résultats expérimentaux bruts (courbes de dispersion) sous la forme d'une série d'abaques donnant, pour une fréquence de référence, la quantité $(\pi - \beta_0 L)/L$ en fonction de la longueur de la période accélératrice²¹⁾. Sur ces abaques, dont un exemple est donné à la figure 31, chaque courbe correspond à un rapport g/L , à des dimensions transversales et à un diamètre de supports définis.

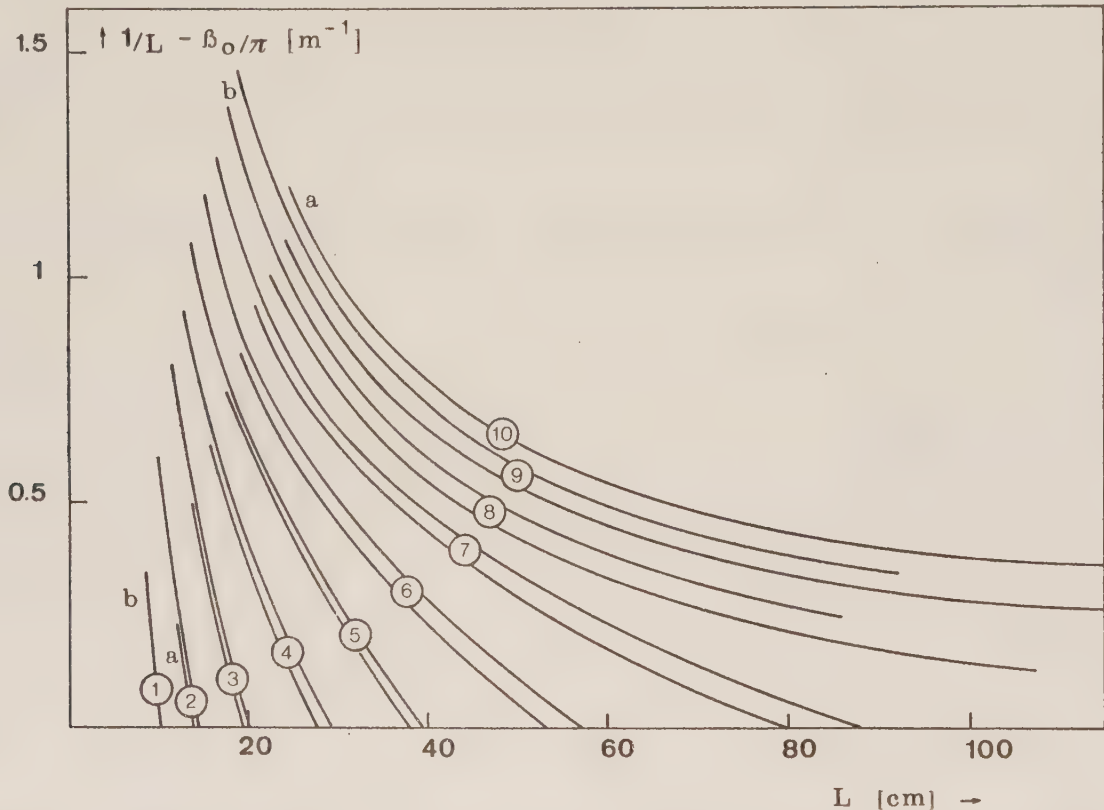


FIGURE 31 - Exemple d'abaque établi à partir des courbes de dispersion de la structure. Cet abaque est normalisé à la fréquence de 30 MHz. Chaque courbe correspond à une valeur fixe du diamètre D de la cavité. Le diamètre des tubes de glissement représente 14,8% de D , celui des supports : 3,6% de D , pour les courbes a, et 2,8% pour les courbes b. Le rapport g/L est de 0,5. $D = 1,14\text{m}$ sur la courbe 1, $1,32\text{m}$ sur les courbes 2, $1,49\text{m}$ sur les courbes 3, $1,67\text{m}$ sur les courbes 4, $1,85\text{m}$ sur les courbes 5, $2,02\text{m}$ sur les courbes 6, $2,20\text{m}$ sur les courbes 7, $2,37\text{m}$ sur les courbes 8, $2,55\text{m}$ sur les courbes 9 et $2,73\text{m}$ sur la courbe 10.

Ces abaques permettent de construire, pour chaque géométrie accélératrice, un nouvel abaque représentant le diamètre de la cavité en fonction de la longueur de la période accélératrice, pour différentes valeurs du diamètre des tubes et des supports. Nous présentons à la figure 32, le réseau de courbes ayant permis la détermination de la cavité de la figure 30.

A ce stade, il reste à choisir la géométrie la plus avantageuse dans le double souci d'améliorer la résistance shunt et de réduire les difficultés d'usinage de la cavité.

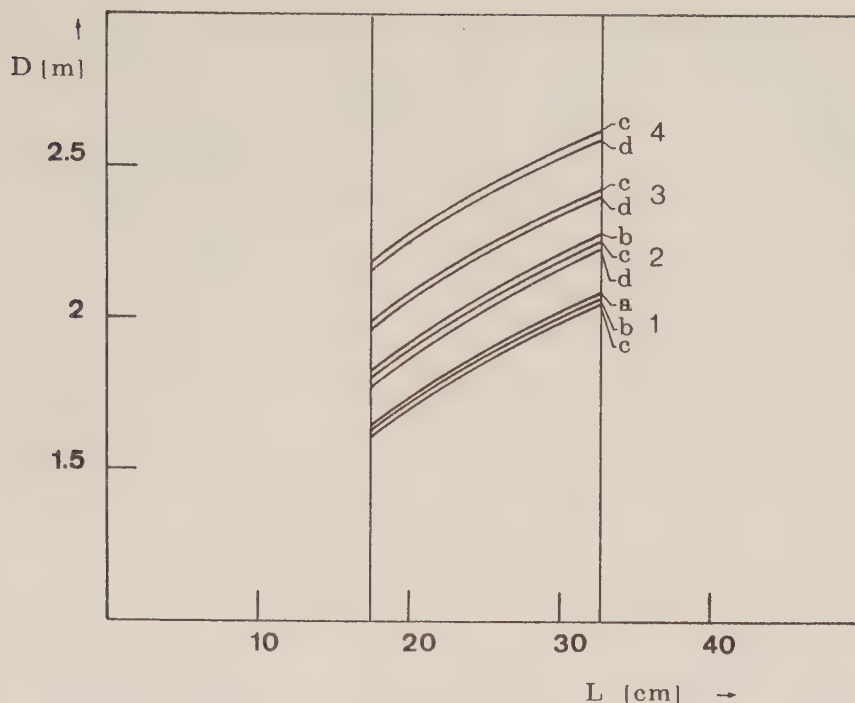


FIGURE 32 - Abaque caractéristique de la cavité de la figure 30. La longueur de la période accélératrice, L , est portée en abscisse, et le diamètre D de la cavité, en ordonnée. Le diamètre des tubes représente 11,8% de D , pour les courbes du réseau 1, 9,5% pour celles du réseau 2, 7,6% pour celles du réseau 3, et 6,1% pour celles du réseau 4. Le diamètre des supports représente 3,6% de D pour les courbes a, 2,8% pour les courbes b, 2,3% pour les courbes c, et 1,8% pour les courbes d. La fréquence de normalisation est de 27,12 MHz et le rapport g/L de $1/3$.

En général, les dimensions du premier quadrupôle imposent le diamètre minimum du premier tube de glissement. De manière à optimiser la résistance shunt, il convient de ne pas dépasser cette valeur minimum. Le choix du diamètre des supports permet alors de fixer le point de fonctionnement à basse énergie sur l'abaque caractéristique de la structure accélératrice considérée.

A partir de ce premier point, la géométrie complète de la structure est déterminée pour des cavités cylindriques. On peut toutefois envisager d'autres possibilités, comme celle qui consiste à maintenir constant le diamètre des tubes de glissement et à faire varier celui de la cavité³⁾. Ce choix, que l'on peut considérer comme optimum du point de vue de la résistance shunt, conduit cependant à des formes de cavités difficiles à réaliser dans la pratique. Pour notre part, nous pensons que, dans des cavités longues, la solution intermédiaire qui consiste à prévoir une enveloppe légèrement conique et une évolution modérée du diamètre des tubes réalise un compromis acceptable entre les difficultés d'usinage et la résistance shunt de la structure.

Naturellement, la méthode qui vient d'être décrite n'est pas assez rigoureuse pour permettre l'obtention directe de géométries suffisamment précises. En particulier, elle fait abstraction des conditions de raccordement des champs à la jonction des tronçons successifs suivant lesquels elle décompose la cavité. D'après les résultats de plusieurs expériences, il s'avère qu'une structure ainsi déterminée présente une fréquence de résonance très proche de la valeur théorique, mais une distribution de champ s'écartant sensiblement de la répartition prévue. On observe ainsi, systématiquement, un décalage du maximum du champ accélérateur du côté des basses énergies.

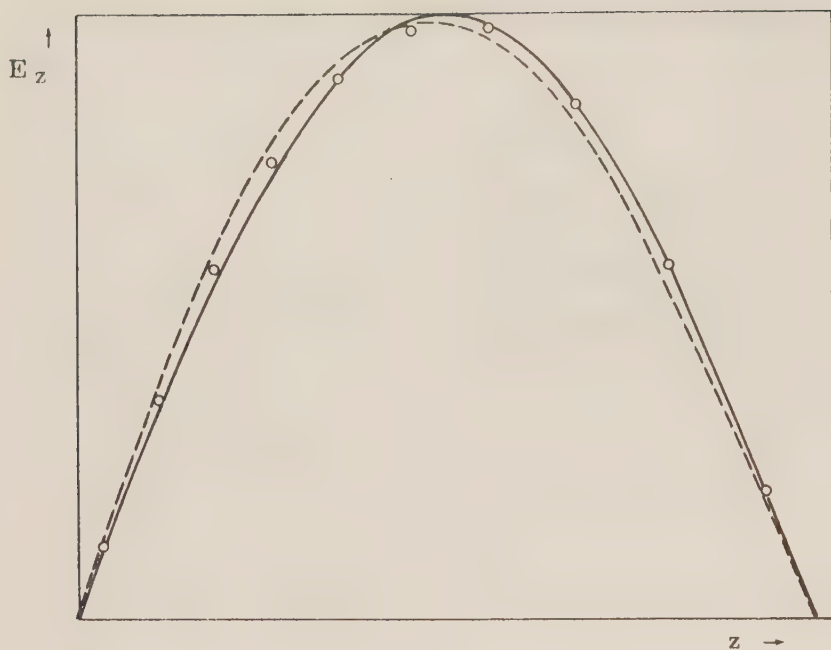


FIGURE 33 - Evolution de la loi de champ lors de l'étude sur maquette d'une cavité accélératrice (il s'agit de celle représentée à la figure 30).

En traits pleins : courbe théorique.

En pointillés : courbe correspondant à la première géométrie expérimentée.

Les points représentent les valeurs du champ après correction de la géométrie.

La figure 33 montre la loi de champ initialement obtenue avec la cavité de la figure 30. Il convient de noter que, compte-tenu des résultats d'expériences antérieures, nous avons procédé, pour cette cavité, à une correction a priori des dimensions données par les abaques. Cette correction explique l'amplitude relativement modérée du décalage de la loi de champ expérimentale par rapport à la loi sinusoïdale. Pour des géométries non corrigées, nous avons pu observer en effet des écarts du maximum de champ électrique par rapport au maximum théorique pouvant atteindre presque 10% de la longueur de la cavité.

La méthode pratique que nous envisageons consiste donc à déterminer les dimensions transversales de la structure à l'aide des abaques et en choisissant, pour le premier tube de glissement, un diamètre légèrement supérieur au minimum imposé par les dimensions des quadrupôles. On peut alors considérer comme définitives les dimensions ainsi obtenues pour la cavité, mais les cotes précises des tubes de glissement et de leurs supports doivent être corrigées par une étude sur maquette.

Une telle correction ne présente d'ailleurs pas de difficulté spéciale, comme en témoignent les résultats expérimentaux de la figure 33. Dans ce cas, précis, en effet, la valeur minimum du diamètre du premier tube de glissement, qui avait été fixée primitivement à 10 cm, nous a semblé trop optimiste, et nous avons modifié la géométrie initiale de manière à porter ce diamètre à 11 cm. On voit sur la figure 33 qu'il a été possible de réaliser cette augmentation tout en améliorant la loi de répartition du champ et en conservant à la cavité une fréquence de résonance très proche de la valeur prévue.

III. 3. 2 REGLAGES

Dans une cavité accélératrice, un système de réglage du champ est en général prévu pour compenser l'influence des imperfections mécaniques de la structure. Comme nous l'avons dit, la structure interdigitale est relativement peu sensible à ces tels défauts mais, pour la même raison, les systèmes de réglage du champ y sont peu efficaces.

Pour produire de tels réglages, on peut envisager d'agir dans les zones à forte concentration des champs, c'est-à-dire au voisinage des tubes de glissement (zone électrique) ou à proximité des supports (zone magnétique). Comme il est difficile d'intervenir au niveau des tubes de glissement, nous avons préféré perturber la cavité au voisinage des supports.

La première solution expérimentée dans cette voie s'est avérée relativement efficace mais difficile à mettre en oeuvre pratiquement. Le système proposé consistait à équiper chaque support d'une bague perturbatrice susceptible de coulisser sur toute sa longueur, c'est-à-dire d'évoluer depuis la zone à prépondérance magnétique jusqu'à la zone à prépondérance électrique⁹. Ce procédé s'est avéré susceptible de modifier la répartition du champ dans son ensemble. Toutefois, les dimensions requises pour les bagues perturbatrices sont loin d'être négligeables et leur déplacement continu sur une plage d'amplitude suffisante est difficilement compatible avec la nécessité d'assurer le passage de courants intenses.

Nous avons également envisagé de disposer à proximité de chaque support un volet mobile autour d'un axe perpendiculaire à la paroi de la cavité. Ce dispositif est évidemment beaucoup plus facile à mettre en oeuvre que le précédent. Dans la position où un tel volet coupe à angle droit les lignes de force du champ magnétique, la répartition du courant dans le support correspondant peut être suffisamment modifiée pour produire une variation du champ électrique dans les intervalles accélérateurs adjacents. Malheureusement, les expériences réalisées sur ce principe ont été assez décevantes et l'efficacité d'un tel dispositif s'avère faible, à moins d'avoir recours à des volets de dimensions prohibitives.

Compte-tenu du comportement particulier de la structure interdigitale et de la nécessité d'effectuer, pour chaque cavité accélératrice, une étude précise sur maquette, on peut se demander s'il est utile de prévoir un quelconque système de réglage du champ. Il nous a semblé prématuré de répondre à cette question avant d'avoir expérimenté une cavité accélératrice en vraie grandeur dans des conditions d'utilisation réelles.

Par contre, la nécessité de prévoir un réglage de la fréquence, surtout dans un accélérateur comportant plusieurs cavités, ne fait absolument aucun doute. Ce problème est beaucoup plus facile à résoudre que le précédent et nous pensons qu'un système de volets, comparable à celui envisagé pour les réglages de champs, est particulièrement bien adapté à la régulation de la fréquence d'une cavité.

Nous venons d'examiner brièvement les problèmes soulevés par la mise en oeuvre de la structure interdigitale. Nous avons tenté d'en préciser le domaine d'utilisation type, d'en situer les caractéristiques particulières vis-à-vis des nombreux compromis résultant de l'étude d'un projet d'accélérateur, et nous avons proposé une méthode pour la détermination des cavités accélératrices.

Nous n'avons pas cherché à définir une cavité interdigitale optimum puisque, compte-tenu des nombreux choix qu'elle sous-entend, cette notion même ne peut être que subjective.

Il n'est guère plus facile de définir les caractéristiques de faisceaux que l'on peut attendre d'un accélérateur utilisant la structure interdigitale. On peut d'ailleurs penser que ces caractéristiques sont plus directement liées au type d'accélérateur (linéaire) qu'au choix de telle ou telle structure particulière.

La loi de synchronisme, et surtout la répartition du champ accélérateur que nous envisageons pour la structure interdigitale ont pourtant certaines répercussions sur la dynamique des particules, qu'il nous semble utile d'évoquer en quelques mots. Les remarques qui vont suivre seront illustrées par quelques résultats obtenus par la méthode de calcul développée à Lyon²²⁾ à propos de la cavité de la figure 30. Pour fixer les idées, les principaux paramètres de cette cavité ont été réunis sous forme de tableau. Nous avons choisi cet exemple, qui nous a servi tout au long de cette partie, pour des raisons de cohérence. Il convient de préciser cependant que, la cavité considérée étant très courte, le nombre d'oscillations longitudinales et radiales est faible (inférieur à l'unité), ce qui ne met qu'imparfaitement en évidence les caractéristiques de la structure au point de vue de la dynamique.

La forme particulière de la courbe d'acceptance de phase de la structure interdigitale (figure 34) et surtout sa disposition par rapport à l'axe des déphasages, représentent un avantage non négligeable de cette structure. En effet, même avec un groupeur moins élaboré, l'extension en phase de cette acceptance lui permet d'admettre plus de particules que la structure d'Alvarez, par exemple. La figure 34 montre aussi l'émittance de la cavité, ainsi qu'une oscillation de phase. On peut considérer que la répartition sinusoïdale du champ accélérateur produit un effet de regroupement des particules dans la première moitié de la cavité et l'effet contraire, dans la seconde.

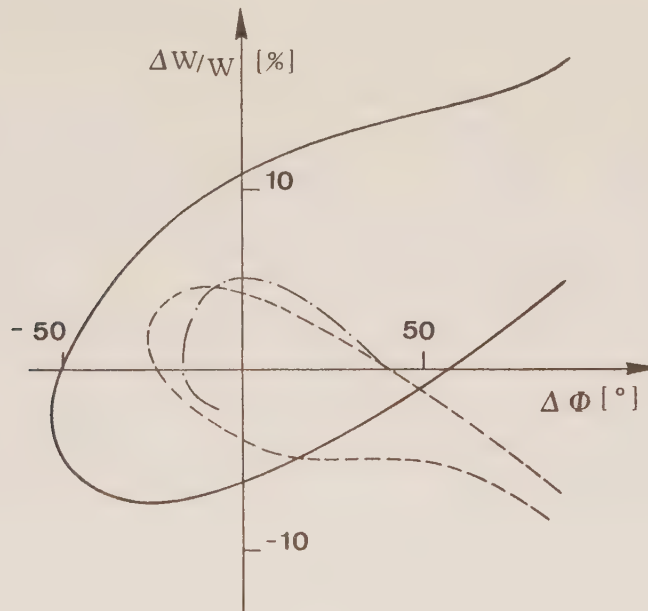


FIGURE 34 - Acceptance (en trait plein) et émittance (en pointillés) longitudinales de la cavité représentée à la figure 30. La courbe en traits mixtes montre une oscillation de phase.

D'autre part, comme nous l'avons déjà fait remarquer, la forme sinusoïdale du champ facilite la focalisation quadrupolaire. Avec la disposition choisie, en $+ - + -$, le tableau des caractéristiques de la cavité montre en effet que le gradient maximum de champ magnétique requis est très facilement réalisable et qu'il correspond au quatrième quadrupole. Nous présentons, sur la figure 35, les oscillations radiales calculées avec cette loi de focalisation, ainsi que les acceptances et les émittances correspondantes.

Longueur du tube (cm)	Diamètre du tube (cm)	E_z moyen sur la période (MV/m)	β	Longueur du quadrupole (cm)	Gradient de champ magnétique (kG/cm)
5,83	11,00	0,29	0,0105	4,64	2,25
11,84	11,01	0,88	0,0106	9,42	3,81
12,33	11,10	1,45	0,0111	9,84	4,56
13,19	11,55	1,96	0,0119	10,54	4,79
14,37	12,90	2,38	0,0130	11,52	4,61
15,83	15,30	2,63	0,0144	12,72	4,18
17,46	17,64	2,62	0,0159	14,06	3,59
19,09	19,75	2,28	0,0174	15,40	2,92
20,50	21,35	1,56	0,0187	16,55	2,17
21,47	22,25	0,56	0,0196	17,33	1,21
10,91	22,50		0,0199	8,80	1,21
Diamètre de la cavité : 2,30 m ; Longueur de la cavité : 2,443 m ; Diamètre des supports de tubes de glissement : 60 mm ; Rapport g/L : $1/3$; Fonctionnement en $3\beta\lambda/2$ à 27,12 MHz ; Etat de charge minimum des ions : 0,06 (les valeurs du champ accélérateur et du gradient de champ magnétique reportées sur le tableau correspondent à cet état de charge) ; Focalisation en $+-+$; Gamme d'énergies : 51,78 à 186,26 keV/A ; $Q = 17.000$; $R_s = 25 \text{ M}\Omega/\text{m}$.					

Tableau des caractéristiques de la cavité représentée à la figure 30

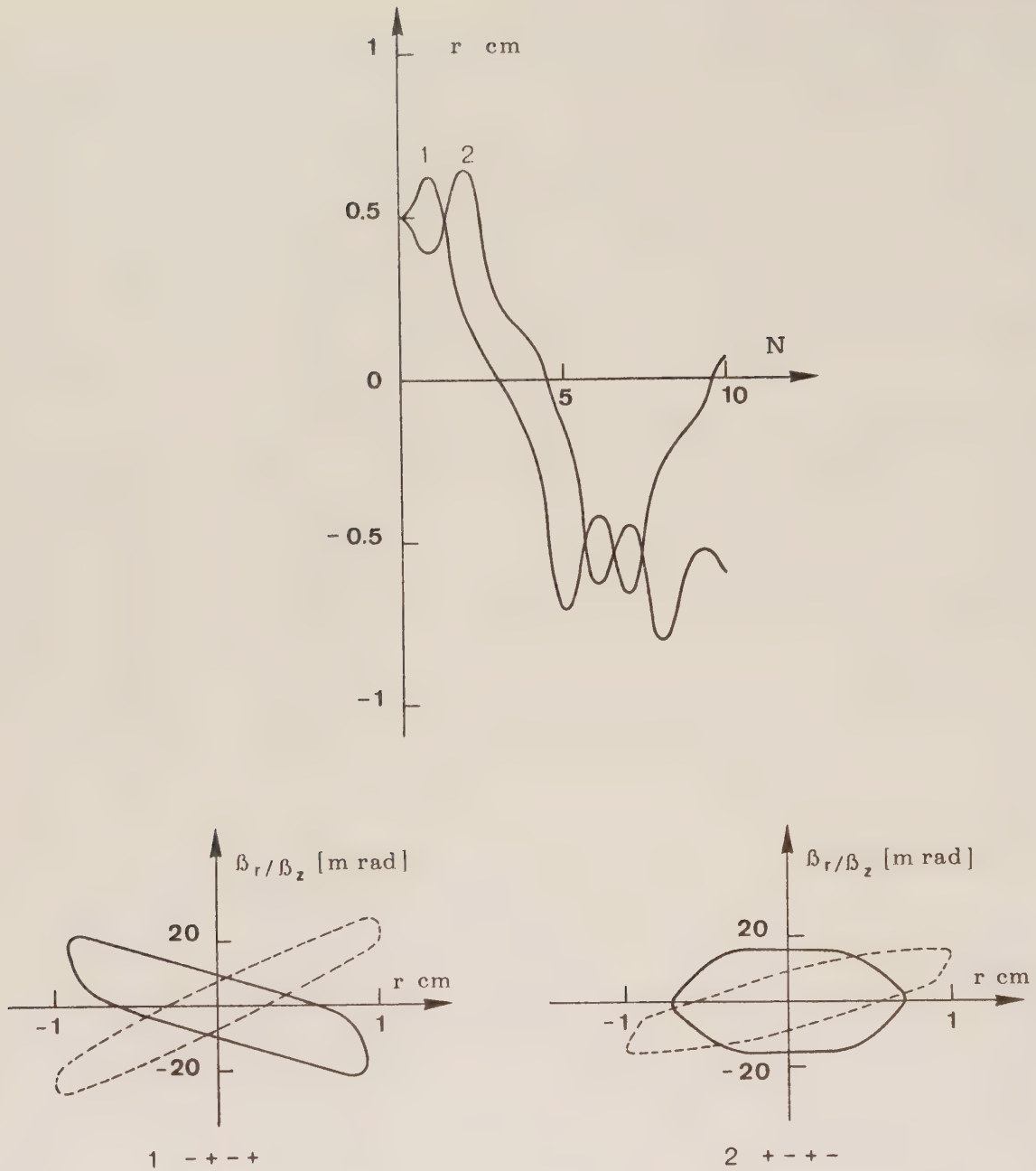


FIGURE 35 - Oscillations radiales des particules pour la loi de focalisation décrite sur le tableau de la page 63. On a représenté en traits pleins les acceptances, et en pointillés les émittances radiales correspondantes (plans xx' et yy').

L'ensemble de ces remarques tend à prouver que la structure interdigitale possède une transmission au moins égale, sinon supérieure, à celle des autres structures, ce qui permet de jouer, à la sortie de l'accélérateur, sur le compromis intensité-qualité du faisceau.

CONCLUSION

L'étude que nous venons de présenter était centrée sur les propriétés accélératrices de la structure interdigitale.

Dans un premier temps, nous avons considéré la structure périodique. Nous avons rendu compte des résultats d'une recherche théorique tendant à caractériser le phénomène interdigital, sur une structure de géométrie simplifiée et d'une recherche expérimentale systématique, sur une structure de géométrie réaliste.

Nous avons exposé de manière détaillée le formalisme théorique que nous avons développé, car il nous paraît susceptible d'applications assez générales pour les structures à cavité. Dans le cas des structures à tubes de glissement, par exemple, il permet de tenir compte directement de l'existence et de la position relative des supports des tubes, sinon de leur forme exacte. Enfin, malgré les limitations de cette méthode, la lourdeur relative de son formalisme, et la lenteur de sa convergence, elle permet d'obtenir des informations utiles, à la fois sur les propriétés dispersives et sur la topographie des champs. L'application que nous en avons donnée représente, à notre connaissance, la première tentative d'interprétation globale des caractéristiques de la structure interdigitale.

Compte-tenu des différences entre la géométrie théorique et la géométrie réelle, le succès de cette tentative reposait sur deux hypothèses. La première portait sur la convergence des calculs, supposée suffisante pour décrire, même de manière approchée, les propriétés d'une structure possédant la géométrie théorique (supports prismatiques). La seconde consistait à admettre que les propriétés de cette structure simplifiée étaient peu modifiées par rapport à celles de la structure réelle (à supports cylindriques) correspondante. Pour vérifier le fondement de ces deux hypothèses, nous avons donc comparé, dans la mesure du possible, les résultats théoriques aux valeurs expérimentales obtenues pour les deux types de structures. Cette double comparaison nous paraît avoir démontré les possibilités du calcul théorique pour représenter, au moins, l'ordre de grandeur des caractéristiques de la structure réelle.

Dans un second temps, nous avons examiné les conditions d'utilisation de la structure interdigitale. Nous avons tenté de la situer par rapport aux exigences contradictoires rencontrées dans la mise au point d'un projet d'accélérateur d'ions. Nous avons enfin proposé une méthode permettant de déterminer la géométrie d'une cavité accélératrice, dont nous avons évoqué les principaux problèmes techniques de construction et d'exploitation.

Il ressort de cette étude que la structure interdigitale se compare favorablement aux autres types de structures dont nous parlions dans l'introduction. Par sa résistance shunt élevée et sa surtension modérée, elle s'apparente aux structures de Sloan et Lawrence et marque un avantage certain, jusque vers 4 à 5 MeV/A, sur la structure d'Alvarez et, aux énergies inférieures à 2 MeV/A, environ, sur la structure à hélice²³⁾. Les dimensions transversa-

les auxquelles elle conduit ne sont pas aussi réduites que celles des structures de Sloan et Lawrence, et surtout de l'hélice, mais elles s'avèrent beaucoup plus faibles que celles de la structure d'Alvarez correspondante.

Comme la structure d'Alvarez, la structure interdigitale se prête bien (et même pensons-nous, dans des conditions plus favorables) à la focalisation quadrupolaire du faisceau. Les structures de Sloan et Lawrence, au contraire, y sont moins bien adaptées, à cause des difficultés d'accès aux tubes de glissement qui ne sont pas reliés directement à l'enveloppe de la cavité. Quant à la structure à hélice, son principe même constitue une difficulté pour résoudre ce problème.

D'autre part, comme pour les structures de Sloan et Lawrence, la détermination de la géométrie d'une cavité interdigitale accélératrice nécessite une étude sur maquette, ce qui est un inconvénient par rapport à la structure d'Alvarez.

Enfin, la structure interdigitale présente, par rapport aux structures de Sloan et Lawrence et à l'hélice, l'avantage non négligeable de faire appel (exception faite des contraintes de refroidissement plus sévères de ses supports) à des solutions techniques tout à fait comparables à celles mises en œuvre et largement éprouvées dans la structure d'Alvarez.

En résumé, nous pensons que la structure interdigitale, qui présente beaucoup de traits communs avec les structures de Sloan et Lawrence et d'Alvarez, réalise une bonne synthèse des avantages complémentaires de ces deux structures.

Enfin, dans l'attente de la réalisation tangible des promesses offertes par les techniques d'accélération collective, nous croyons que la structure interdigitale peut apporter, au moins à moyen terme, une contribution positive dans le domaine de l'accélération des ions lourds.

Quant à notre étude de la structure interdigitale, elle pourrait être développée sur le plan théorique, en vue d'un examen systématique de l'influence de ses divers paramètres. Cette recherche pourrait porter sur les propriétés déjà étudiées par la voie expérimentale ou, plus utilement, sur les grandeurs les moins accessibles à l'expérience (composante électrique transversale sur l'axe, par exemple). On pourrait aussi tenter de combiner la méthode que nous avons décrite avec la théorie des circuits équivalents, de manière à préciser la nature physique des couplages. Les études expérimentales pourraient également être poursuivies, dans le sens d'une meilleure connaissance de la répartition des champs.

Certains prolongements pourraient dépasser le cadre de la structure interdigitale. Nous avons suggéré, à cet égard, quelques exemples d'application de la méthode théorique. Nous pensons aussi qu'il serait intéressant de procéder, pour d'autres structures de type H, auto-focalisantes ou non, à des recherches comparables à celles qui viennent d'être développées.

Cependant, nous croyons que les recherches qui viennent d'être décrites ne trouveront leur prolongement logique que dans la construction d'une cavité interdigitale accélératrice. En effet, seule une telle réalisation peut nous donner la preuve irréfutable susceptible de faire partager nos convictions. De plus, nous serions amené ainsi à résoudre pratiquement l'ensemble des problèmes techniques posés et à en éprouver les solutions dans les conditions normales de fonctionnement de la cavité. Nous pourrions aussi étudier certains phénomènes qui relèvent davantage de l'expérience pratique que des spéculations théoriques.

ANNEXE I

EXPRESSION DES MATRICES INTERVENANT DANS LES EQUATIONS (9) ET (10)

Le système (10) est de la forme :

$$\begin{aligned}
 (A1) \left\{ \begin{aligned}
 & \sum_P u_{\mathfrak{P}P}^1 U_P + \sum_n x_{\mathfrak{P}n}^1 X_n + \sum_n y_{\mathfrak{P}n}^1 Y_n = 0 \\
 & \sum_P u_{mP}^2 U_P + \sum_n x_{mn}^2 X_n + \sum_q t_{mq}^2 T_q + \sum_n y_{mn}^2 Y_n = 0 \\
 & \sum_n x_{pn}^3 X_n + \sum_q t_{pq}^3 T_q + \sum_M s_{pM}^3 S_M + \sum_q z_{pq}^3 Z_q = 0 \\
 & \sum_q t_{\mathcal{K}q}^4 T_q + \sum_M s_{\mathcal{K}M}^4 S_M + \sum_q z_{\mathcal{K}q}^4 Z_q = 0 \\
 & \sum_n x_{\mathfrak{P}n}^5 X_n + \sum_P v_{\mathfrak{P}P}^5 V_P + \sum_n y_{\mathfrak{P}n}^5 Y_n = 0 \\
 & \sum_n x_{mn}^6 X_n + \sum_P v_{mP}^6 V_P + \sum_n y_{mn}^6 Y_n + \sum_q z_{mq}^6 Z_q = 0 \\
 & \sum_q t_{pq}^7 T_q + \sum_n y_{pn}^7 Y_n + \sum_q z_{pq}^7 Z_q + \sum_M w_{pM}^7 W_M = 0 \\
 & \sum_q t_{\mathcal{K}q}^8 T_q + \sum_q z_{\mathcal{K}q}^8 Z_q + \sum_M w_{\mathcal{K}M}^8 W_M = 0
 \end{aligned} \right.
 \end{aligned}$$

dont les éléments sont explicités dans le tableau I et où les indices majuscules $P, \mathfrak{P}$, et $M, \mathcal{K}$, correspondent aux cas particuliers où $\gamma_P = K\pi/2$, et $\beta_m = K\pi/2$, respectivement.

Quant au système (9), il s'écrit, avec les conventions du tableau I :

$$(A2) \left\{ \begin{aligned}
 U_P &= \sum_n [x_{pn}^1 X_n + y_{pn}^1 Y_n] \\
 V_P &= \sum_n [x_{pn}^5 X_n + y_{pn}^5 Y_n] \\
 W_m &= \sum_q [z_{mq}^8 Z_q + t_{mq}^8 T_q] \\
 S_m &= \sum_q [z_{mq}^4 Z_q + t_{mq}^4 T_q]
 \end{aligned} \right.$$

D'autre part, l'équation matricielle (10) peut aussi s'écrire :

$$(A3) \quad \left(\begin{array}{cc|cc} A & & & C \\ & & & \\ \hline & & & \\ D & & & B \end{array} \right) \times \begin{pmatrix} U \\ X \\ T \\ S \\ \hline V \\ Y \\ Z \\ W \end{pmatrix} = 0$$

où les éléments de A et B sont soit indépendants de β_o , soit en $\cos(\beta_o L/2)$, ceux de C et D étant en $\sin(\beta_o L/2)$. Cette forme traduit la parité des courbes de dispersion et permet d'obtenir une relation entre les coefficients de développement de deux ondes progressives de vitesse de phase $+\omega/\beta_o$ et $-\omega/\beta_o$:

$$u_{\mathcal{P}}^1 = - \left[\frac{1+F_P}{2} \frac{1+(-1)^{K_P}}{2} + \frac{1-F_P}{2} \frac{1-(-1)^{K_P}}{2} \right] \delta_{\mathcal{P}\mathcal{Q}}$$

$$u_{mP}^2 = - \frac{\gamma_P}{2} h_{Pm} \left[\frac{1+F_P}{2} \frac{1-(-1)^{K_P}}{2} + \frac{1-F_P}{2} \frac{1+(-1)^{K_P}}{2} \right]$$

$$x_{\mathcal{N}}^1 = h_{\mathcal{N}} F_2(\alpha_n a) \cos(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$x_{mn}^2 = \left[- \sum_{p \neq P} \frac{h_{pm} h_{pn}}{2} G_3(-\gamma_p b) F_2(\alpha_n a) + \frac{1}{2} F_3(\alpha_n a) \delta_{mn} \right] \cos(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$x_{pn}^3 = \frac{\omega \mu_o}{2} \frac{1}{\mu_n \tau_p} (eh)_{pn} F_2(\alpha_n a)$$

$$x_{\mathcal{N}}^5 = h_{\mathcal{N}} F_2(\alpha_n a) \sin(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$x_{mn}^6 = \left[\sum_{p \neq P} \frac{h_{pm} h_{pn}}{2} G_4(-\gamma_p b) F_2(\alpha_n a) - \frac{1}{2} F_3(\alpha_n a) \delta_{mn} \right] \sin(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$t_{mq}^2 = - \frac{\omega \epsilon_o}{2} \frac{1}{\mu_m \tau_q} (eh)_{qm} G_1(-\delta_q b)$$

$$t_{pq}^3 = \left[\sum_{m \neq M} \frac{e_{pm} e_{qm}}{\gamma_m} F_4(\beta_m a) G_1(-\delta_q b) - \frac{1}{2} G_4(-\delta_q b) \delta_{pq} \right] \cos(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$t_{\mathcal{M}q}^4 = e_{q\mathcal{M}} G_1(-\delta_q b) \cos(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$t_{pq}^7 = - \left[\sum_{m \neq M} \frac{e_{pm} e_{qm}}{\gamma_m} F_3(\beta_m a) G_1(-\delta_q b) + \frac{1}{2} G_4(-\delta_q b) \delta_{pq} \right] \sin(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$t_{\mathcal{M}q}^8 = -e_{q\mathcal{M}} G_1(-\delta_q b) \sin(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$s_{pM}^3 = \frac{\beta_M}{2} e_{pM} \frac{1+(-1)^{K_M}}{2}$$

$$s_{\mathcal{M}M}^4 = \frac{1-(-1)^{K_M}}{2} \delta_{\mathcal{M}M}$$

$$v_{\mathcal{P}}^5 = \left[\frac{1+F_P}{2} \frac{1-(-1)^{K_P}}{2} + \frac{1-F_P}{2} \frac{1+(-1)^{K_P}}{2} \right] \delta_{\mathcal{P}\mathcal{Q}}$$

$$v_{mP}^6 = \frac{\gamma_P}{2} h_{Pm} \left[\frac{1+F_P}{2} \frac{1+(-1)^{K_P}}{2} + \frac{1-F_P}{2} \frac{1-(-1)^{K_P}}{2} \right]$$

$$y_{\mathcal{N}}^1 = h_{\mathcal{N}} F_1(\alpha_n a) \sin(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$y_{mn}^2 = \left[- \sum_{p \neq P} \frac{h_{pm} h_{pn}}{\sigma_p} G_3(-\gamma_p b) F_1(\alpha_n a) - \frac{1}{2} \frac{F_4(\alpha_n a)}{\mu_n} \delta_{mn} \right] \sin(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$y_{\mathcal{G}n}^5 = - h_{\mathcal{G}n} F_1(\alpha_n a) \cos(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$y_{mn}^6 = \left[- \sum_{p \neq P} \frac{h_{pm} h_{pn}}{\sigma_p} G_4(-\gamma_p b) F_1(\alpha_n a) - \frac{1}{2} \frac{F_4(\alpha_n a)}{\mu_n} \delta_{mn} \right] \cos(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$y_{pn}^7 = \frac{\omega \mu_o}{2} \frac{1}{\mu_n \tau_p} (eh)_{pn} F_1(\alpha_n a)$$

$$z_{pq}^3 = \left[\sum_{m \neq M} \frac{e_{pm} e_{qm}}{\nu_m} F_4(\beta_m a) G_2(-\delta_q b) + \frac{1}{2} \frac{G_3(-\delta_q b)}{\tau_q} \delta_{pq} \right] \sin(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$z_{\mathcal{M}q}^4 = e_{q\mathcal{M}} G_2(-\delta_q b) \sin(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$z_{mq}^6 = \frac{\omega \epsilon_o}{2} \frac{1}{\mu_m \tau_q} (eh)_{qm} G_2(-\delta_q b)$$

$$z_{pq}^7 = \left[\sum_{m \neq M} \frac{e_{pm} e_{qm}}{\nu_m} F_3(\beta_m a) G_2(-\delta_q b) - \frac{1}{2} \frac{G_3(-\delta_q b)}{\tau_q} \delta_{pq} \right] \cos(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$z_{\mathcal{M}q}^8 = e_{q\mathcal{M}} G_2(-\delta_q b) \cos(\beta_o \frac{L}{2})$$

$$w_{pM}^7 = - \frac{\beta_M}{2} \frac{1 - (-1)^{K_M}}{\nu_M} e_{pM}$$

$$w_{\mathcal{M}M}^8 = - \frac{1 + (-1)^{K_M}}{2} \delta_{\mathcal{M}\mathcal{M}}$$

TABLEAU I

$$(A4) \quad \begin{pmatrix} U \\ X \\ T \\ S \\ V \\ Y \\ Z \\ W \end{pmatrix}_{-\beta_o} = \chi \begin{pmatrix} U \\ X \\ T \\ S \\ -V \\ -Y \\ -Z \\ -W \end{pmatrix}_{+\beta_o}$$

où χ est une constante arbitraire, La décomposition du système fondamental en deux systèmes partiels au mode 0 apparaît très clairement sur l'équation (A3).

La décomposition analogue qui se produit au mode π apparaît de même sur une autre forme possible du système (10) :

(A5)

$$\begin{pmatrix} A' & | & C' \\ \hline D' & | & B' \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} U \\ Y \\ T \\ W \\ \hline V \\ X \\ Z \\ S \end{pmatrix} = 0$$

où les éléments de A' et B' sont soit indépendants de β_0 , soit en $\sin(\beta_0 L/2)$, ceux de C' et D' étant en $\cos(\beta_0 L/2)$. Cette dernière forme du système fondamental traduit aussi la symétrie des courbes de dispersion par rapport à l'axe $\beta_0 L = \pi$.

ANNEXE II

CALCUL DE L'ENERGIE EMMAGASINEE DANS UNE CAVITE

Compte tenu des relations (2), (3), et (6), la moyenne de l'énergie électrique emmagasinée pendant une période dans un tronçon de type I est :

$$\begin{aligned}
 W_{eN}^I &= \frac{1}{4} \int_{-a}^{+a} \left\{ \sum_n \frac{\omega^2 \mu_o^2 \epsilon_o}{\mu_n^2} [Y_n^2 F_1^2(\alpha_n Z) \cos(N\beta_o L) + X_n^2 F_2^2(\alpha_n Z) \sin(N\beta_o L)]^2 + \right. \\
 (A6) \quad &+ \sum_m \frac{\epsilon_o}{v_m^2} [W_m^2 F_3^2(\beta_m Z) \cos(N\beta_o L) + S_m^2 F_4^2(\beta_m Z) \sin(N\beta_o L)]^2 + \\
 &\left. + \sum_m \epsilon_o [W_m^2 F_2^2(\beta_m Z) \cos(N\beta_o L) - S_m^2 F_1^2(\beta_m Z) \sin(N\beta_o L)]^2 \right\} dZ
 \end{aligned}$$

qui peut s'écrire aussi, les produits croisés des fonctions de Z étant impairs et avec $K^2 = \omega^2 \epsilon_o \mu_o$:

$$\begin{aligned}
 W_{eN}^I &= \frac{1}{2} \int_0^a \left\{ \sum_n \frac{K^2 \mu_o}{\mu_n^2} [Y_n^2 F_1^2(\alpha_n Z) \cos^2(N\beta_o L) + X_n^2 F_2^2(\alpha_n Z) \sin^2(N\beta_o L)] + \right. \\
 (A7) \quad &+ \sum_m \frac{\epsilon_o}{v_m^2} [W_m^2 F_3^2(\beta_m Z) \cos^2(N\beta_o L) + S_m^2 F_4^2(\beta_m Z) \sin^2(N\beta_o L)] + \\
 &\left. + \sum_m \epsilon_o [W_m^2 F_2^2(\beta_m Z) \cos^2(N\beta_o L) + S_m^2 F_1^2(\beta_m Z) \sin^2(N\beta_o L)] \right\} dZ
 \end{aligned}$$

La contribution à l'énergie électrique de l'ensemble des tronçons de type I dans une cavité de $\mathcal{N}$ périodes est alors :

$$\begin{aligned}
 W_e^I &= \frac{\mathcal{N}}{4} \int_0^a \left\{ \sum_n \frac{K^2 \mu_o}{\mu_n^2} [Y_n^2 F_1^2(\alpha_n Z) + X_n^2 F_2^2(\alpha_n Z)] + \sum_m \frac{\epsilon_o}{v_m^2} [W_m^2 F_3^2(\beta_m Z) \right. \\
 (A8) \quad &+ S_m^2 F_4^2(\beta_m Z)] + \sum_m \epsilon_o [W_m^2 F_2^2(\beta_m Z) + S_m^2 F_1^2(\beta_m Z)] \left. \right\} dZ
 \end{aligned}$$

sauf pour les modes 0 et π , où cette expression est à multiplier par 2. De même, la contribution à l'énergie magnétique de l'ensemble des tronçons de type I est :

$$\begin{aligned}
 W_m^I &= \frac{\mathcal{N}}{4} \int_0^a \left\{ \sum_n \frac{\mu_o}{\mu_n^2} [X_n^2 F_3^2(\alpha_n Z) + Y_n^2 F_4^2(\alpha_n Z)] + \sum_m \frac{K^2 \epsilon_o}{v_m^2} [S_m^2 F_1^2(\beta_m Z) + W_m^2 F_2^2(\beta_m Z)] + \right. \\
 (A9) \quad &\left. + \sum_n \mu_o [X_n^2 F_2^2(\alpha_n Z) + Y_n^2 F_1^2(\alpha_n Z)] \right\} dZ
 \end{aligned}$$

avec la même convention aux modes 0 et π .

L'énergie totale emmagasinée dans les tronçons de type I est donc :

$$\begin{aligned}
 W^I = \frac{\mathcal{N}}{4} \int_0^a \left\{ \mu_o \left[X_n^2 \left[\frac{K^2}{\mu_n^2} F_2^2(\alpha_n Z) + \frac{1}{2} F_3^2(\alpha_n Z) + F_2^2(\alpha_n Z) \right] + Y_n^2 \left[\frac{K^2}{\mu_n^2} F_1^2(\alpha_n Z) + \frac{1}{2} F_4^2(\alpha_n Z) \right. \right. \right. \\
 (A10) \quad \left. \left. \left. + F_1^2(\alpha_n Z) \right] \right] + \epsilon_o \sum_m \left[W_m^2 \left[\frac{K^2}{\mu_m^2} F_2^2(\beta_m Z) + \frac{1}{2} F_3^2(\beta_m Z) + F_2^2(\beta_m Z) \right] + S_m^2 \left[\frac{K^2}{\mu_m^2} F_1^2(\beta_m Z) + \right. \right. \right. \\
 \left. \left. \left. \frac{1}{2} F_4^2(\beta_m Z) + F_1^2(\beta_m Z) \right] \right] \right\} dZ
 \end{aligned}$$

En explicitant les fonctions de Z , il vient :

$$\begin{aligned}
 \int_0^a \left[\frac{K^2}{\mu_n^2} F_2^2(\alpha_n Z) + \frac{1}{2} F_3^2(\alpha_n Z) + F_2^2(\alpha_n Z) \right] dZ = \left\{ [1 + \operatorname{tg}^2(\alpha_n a)] \frac{K^2}{\mu_n^2} + \frac{\operatorname{tg}(\alpha_n a)}{\alpha_n a} \right\} a \\
 \text{ou } \frac{K^2}{\mu_n^2} a \quad \text{si } \alpha_n a = k \frac{\pi}{2} \quad \text{ou } 2a \quad \text{si } \alpha_n = 0 \\
 (A11) \quad \int_0^a \left[\frac{K^2}{\mu_n^2} F_1^2(\alpha_n Z) + \frac{1}{2} F_4^2(\alpha_n Z) + F_1^2(\alpha_n Z) \right] dZ = \left\{ [1 + \operatorname{cotg}^2(\alpha_n a)] \frac{K^2}{\mu_n^2} - \frac{\operatorname{cotg}(\alpha_n a)}{\alpha_n a} \right\} a \\
 \text{ou } \frac{K^2}{\mu_n^2} a \quad \text{si } \alpha_n a = k \frac{\pi}{2} \quad \text{ou } \left(\frac{1}{K^2 a^2} + \frac{2}{3} \right) a \quad \text{si } \alpha_n = 0
 \end{aligned}$$

Le calcul de l'énergie emmagasinée dans les tronçons de type II est analogue, et l'énergie totale emmagasinée dans la cavité est de la forme :

$$\begin{aligned}
 W = \frac{\mathcal{N}}{4} a \left\{ \mu_o \sum_n \left[X_n^2 \mathcal{Z}(\alpha_n a) + Y_n^2 \mathcal{V}(\alpha_n a) \right] + \epsilon_o \sum_m \left[W_m^2 \mathcal{Z}(\beta_m a) + S_m^2 \mathcal{V}(\beta_m a) \right] \right\} \\
 + \frac{\mathcal{N}}{4} b \left\{ \mu_o \sum_p \left[U_p^2 \left[\mathcal{Z}(\gamma_p b) \frac{1+F}{2} + \mathcal{V}(\gamma_p b) \frac{1-F}{2} \right] + V_p^2 \left[\mathcal{V}(\gamma_p b) \frac{1+F}{2} + \mathcal{Z}(\gamma_p b) \frac{1-F}{2} \right] \right] \right. \\
 (A12) \quad \left. + \epsilon_o \sum_q \left[Z_q^2 \left[\mathcal{Z}(\delta_q b) \frac{1+F_q}{2} + \mathcal{V}(\delta_q b) \frac{1-F_q}{2} \right] + T_q^2 \left[\mathcal{V}(\delta_q b) \frac{1+F_q}{2} + \mathcal{Z}(\delta_q b) \frac{1-F_q}{2} \right] \right] \right\}
 \end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned}
 \mathcal{Z}(\epsilon d) = [1 + \operatorname{tg}^2(\epsilon d)] \frac{K^2}{K^2 - \epsilon^2} + \frac{\operatorname{tg}(\epsilon d)}{\epsilon d} \quad \text{ou } \frac{K^2}{K^2 - \epsilon^2} \quad \text{si } \epsilon d = k \frac{\pi}{2} \quad \text{ou } 2 \quad \text{si } \epsilon = 0 \\
 (A13) \quad (\epsilon = \alpha_n \text{ ou } \beta_m \text{ ou } \gamma_p \text{ ou } \delta_q) \\
 \mathcal{V}(\epsilon d) = [1 + \operatorname{cotg}^2(\epsilon d)] \frac{K^2}{K^2 - \epsilon^2} - \frac{\operatorname{cotg}(\epsilon d)}{\epsilon d} \quad \text{ou } \frac{K^2}{K^2 - \epsilon^2} \quad \text{si } \epsilon d = k \frac{\pi}{2} \quad \text{ou } \frac{1}{K^2 d^2} + \frac{2}{3} \quad \text{si } \epsilon = 0 \\
 (d = a \text{ ou } b).
 \end{aligned}$$

La première forme de ces expressions peut correspondre à des arguments réels ou imaginaires purs. Dans ce dernier cas, le passage aux fonctions hyperboliques est évident.

Dans le cas des modes 0 et π , la valeur de l'énergie donnée par l'expression (A12) est à multiplier par 2.

ANNEXE III

FONCTIONS TRANSVERSALES ET INTEGRALES DE COUPLAGE DANS
LES STRUCTURES A TUBES DE GLISSEMENT ETUDIEES

Les valeurs de μ , ν , σ , τ sont données dans les tableaux II et III, pour les modes à symétrie éventuellement accélératrices, ou certainement pas accélératrices, respectivement.

Le calcul des normes peut se faire analytiquement. On arrive sans difficulté aux expressions suivantes :

$$(A14) \left\{ \begin{array}{l} (A_m^i)^2 \frac{\pi - \theta_o}{2} \left\{ r_2^2 [F'_{a_i}(\nu_m r_2)]^2 - r_1^2 [F'_{a_i}(\nu_m r_1)]^2 \right\} = 1 \\ (B_n^j)^2 \frac{\pi - \theta_o}{2} \left\{ r_2^2 \left(1 - \frac{a_j^2}{2 r_2^2}\right) [H_{a_j}(\mu_n r_2)]^2 - r_1^2 \left(1 - \frac{a_j^2}{2 r_1^2}\right) [H_{a_j}(\mu_n r_1)]^2 \right\} = 1 \quad (j \neq 0) \\ (B_n^o)^2 (\pi - \theta_o) \left\{ r_2^2 [H_o(\mu_n r_2)]^2 - r_1^2 [H_o(\mu_n r_1)]^2 \right\} = 1 \\ (A_q^k)^2 \frac{\pi}{2} r_2^2 [J'_k(\tau_q r_2)]^2 = 1 \quad (k \neq 0) \\ (A_q^o)^2 \pi r_2^2 [J_1(\tau_q r_2)]^2 = 1 \\ (B_p^\ell)^2 \frac{\pi}{2} r_2^2 \left(1 - \frac{\ell^2}{2 \sigma_p^2 r_2^2}\right) [J_\ell(\sigma_p r_2)]^2 = 1 \quad (\ell \neq 0) \\ (B_p^o)^2 \pi r_2^2 [J_o(\sigma_p r_2)]^2 = 1 \end{array} \right.$$

où le cas particulier $k = 0$ se produit pour les modes à symétrie accélératrice, et les cas particuliers $j = 0$ et $\ell = 0$, pour les modes à symétrie non accélératrice.

On peut mettre les intégrales de couplage sous la forme partiellement intégrée suivante :

$$(A15) \left\{ \begin{array}{l} h_{p n}^{\ell j} = B_p^\ell B_n^j \frac{2\ell}{\ell^2 - a_j^2} \cos(\ell \theta_o) \int_{r_1}^{r_2} J_\ell(\sigma_p r) H_{a_j}(\mu_n r) r dr \\ e_{q m}^{k i} = A_m^i A_q^k \frac{2a_i}{a_i^2 - k^2} \cos(k \theta_o) \int_{r_1}^{r_2} F_{a_i}(\nu_m r) J_k(\tau_q r) r dr \\ (eh)_{q n}^{k j} = 2A_q^k B_n^j \cos(k \theta_o) [\mu_n \int_{r_1}^{r_2} J_k(\tau_q r) H'_{a_j}(\mu_n r) dr + \frac{a_j^2}{a_j^2 - k^2} J(\tau_q r_1) H_{a_j}(\mu_n r_1)] \end{array} \right.$$

pour les modes à symétrie éventuellement accélératrice, et :

$$(A16) \left\{ \begin{array}{l} h_{p n}^{\ell j} = B_p^\ell B_n^j \frac{2\ell}{a_j^2 - \ell^2} \sin(\ell \theta_o) \int_{r_1}^{r_2} J_\ell(\sigma_p r) H_{a_j}(\mu_n r) r dr \\ h_{p n}^{o o} = B_p^o B_n^o (2\pi - 2\theta_o) \int_{r_1}^{r_2} J_o(\sigma_p r) H_o(\mu_n r) r dr \\ e_{q m}^{k i} = A_m^i A_q^k \frac{2a_i}{a_i^2 - k^2} \sin(k \theta_o) \int_{r_1}^{r_2} F_{a_i}(\nu_m r) J_k(\tau_q r) r dr \end{array} \right.$$

$$(eh)_{q\ n}^{k\ j} = 2A_{q\ n}^{k\ j} \sin(k\ \theta_o) \left[\mu_n \int_{r_1}^{r_2} J_k(\tau_{q\ r}) H'_{a_j}(\mu_n r) dr + \frac{a_j^2}{a_j^2 - k^2} J_k(\tau_{q\ r_1}) H_{a_j}(\mu_n r_1) \right]$$

pour les modes à symétrie non accélératrice.

$\mu_n^j r_2$					
n	1	2	3	4	5
$\frac{2\pi - 2\theta_0}{\pi} a_j$					
1	1,0113	4,3328	7,6682	11,1222	14,6330
3	2,5077	5,9816	9,0341	12,1188	15,3597
5	3,7263	7,4631	10,7154	13,8198	16,8543
7	4,8904	8,7979	12,1650	15,4071	18,5640
9	6,0307	10,0870	13,5301	16,8374	20,0779

$\nu_m^i r_2$					
m	1	2	3	4	5
$\frac{2\pi - 2\theta_0}{\pi} a_i$					
1	3,6004	7,1877	10,7763	14,3657	17,9554
3	4,6055	7,9914	11,4149	14,8855	18,3898
5	5,8689	9,2320	12,5335	15,8605	19,2335
7	7,1269	10,5693	13,8677	17,1312	20,4041
9	8,3573	11,8932	15,2372	18,5096	21,7545

$\sigma_p^\ell r_2$					
p	1	2	3	4	5
ℓ					
1	1,8412	5,3314	8,5363	11,7060	14,8636
2	3,0542	6,7061	9,9695	13,1704	16,3475
3	4,2012	8,0152	11,3459	14,5858	17,7887
4	5,3176	9,2824	12,6819	15,9641	19,1960
5	6,4156	10,5199	13,9872	17,3128	20,5755

$\tau_q^k r_2$					
q	1	2	3	4	5
k					
0	2,4048	5,5201	8,6537	11,7915	14,9309
1	3,8317	7,0156	10,1735	13,3237	16,4706
2	5,1356	8,4172	11,6198	14,7959	17,9598
3	6,3802	9,7610	13,0152	16,2235	19,4094
4	7,5883	11,0647	14,3725	17,6160	20,8269

TABLEAU II - Zéros des fonctions radiales intervenant dans le développement des champs avec la symétrie éventuellement accélératrice pour la géométrie de la figure 3 ($r_2/r_1 = 8$, $\theta_0 \approx 0,1$ rad.).

$\mu_n^j r_2$					
n	1	2	3	4	5
$\frac{2\pi-2\theta_0}{\pi} a_j$					
0	3,9985	7,4810	11,0015	14,5463	18,1054
2	1,8300	5,1224	8,2190	11,4924	14,8989
4	3,1285	6,7551	9,9077	12,9430	16,0259
6	4,3123	8,1387	11,4582	14,6441	17,7309
8	5,4628	9,4464	12,8532	16,1323	19,3400

$\nu_m^i r_2$					
m	1	2	3	4	5
$\frac{2\pi-2\theta_0}{\pi} a_i$					
2	4,0315	7,5068	11,0217	14,5627	18,1190
4	5,2321	8,5841	11,9303	15,3238	18,7638
6	6,5015	9,8996	13,1888	16,4718	19,7862
8	7,7452	11,2344	14,5533	17,8157	21,0666
10	8,9640	12,5457	15,9164	19,2044	22,4535

$\sigma_p^l r_2$					
p	1	2	3	4	5
l					
0	3,8317	7,0156	10,1735	13,3237	16,4706
1	1,8412	5,3314	8,5363	11,7060	14,8636
2	3,0542	6,7061	9,9695	13,1704	16,3475
3	4,2012	8,0152	11,3459	14,5858	17,7887
4	5,3176	9,2824	12,6819	15,9641	19,1960

$\tau_q^k r_2$					
q	1	2	3	4	5
k					
1	3,8317	7,0156	10,1735	13,3237	16,4706
2	5,1356	8,4172	11,6198	14,7959	17,9598
3	6,3802	9,7610	13,0152	16,2235	19,4094
4	7,5883	11,0647	14,3725	17,6160	20,8269
5	8,7715	12,3386	15,7002	18,9801	22,2178

TABLEAU III - Zéros des fonctions radiales intervenant dans le développement des champs avec la symétrie certainement pas accélératrice pour la géométrie de la figure 3 ($r_2/r_1 = 8$, $\theta_0 \approx 0,1$ rad.).

ANNEXE IV

PRINCIPE DE L'ETUDE EXPERIMENTALE DES PROPRIETES DISPERSIVES
DE LA STRUCTURE INTERDIGITALE

Comme nous l'avons dit, ces recherches ont porté exclusivement sur la bande passante fondamentale de la structure interdigitale.

Nous avons choisi de faire une étude aussi complète et détaillée que possible de cette bande passante et, pour cette raison, nous avons mis l'accent davantage sur la souplesse du dispositif expérimental (en utilisant, par exemple, une cavité à glissières) que sur la précision absolue des mesures. L'utilisation qui est faite de ces résultats pour la détermination de la géométrie d'une cavité accélératrice justifie bien ce point de vue. En effet, la géométrie accélératrice déterminée par la méthode décrite dans la troisième partie doit être nécessairement corrigée par une étude expérimentale sur maquette à échelle réduite. Les Soviétiques³⁾ avaient d'ailleurs constaté avant nous la nécessité d'une telle correction. L'amplitude de ces corrections est essentiellement due à la difficulté de prévoir théoriquement les conditions rigoureuses de passage de la géométrie périodique à la géométrie accélératrice. Des mesures plus précises des caractéristiques de la structure périodique n'auraient donc pas supprimé cet inconvénient.

Après quelques études préliminaires, qui nous ont démontré la variation essentiellement monotone de la courbe de dispersion explorée, il s'est avéré superflu de procéder à l'identification systématique du déphasage des modes trouvés. Les expériences se sont alors déroulées en deux temps.

Le premier temps consiste en un pointé assez grossier des fréquences avec un générateur accordable dans la gamme utile. Le tracé simultané de la courbe de dispersion évite d'omettre les modes défavorisés par la position des boucles de couplage. En effet, lorsque l'écart observé entre deux fréquences consécutives est trop élevé, il suffit de déplacer la boucle de couplage pour retrouver le mode intermédiaire manquant.

Lorsque l'on a repéré le nombre de fréquences qui correspond au nombre de périodes de la cavité (on doit en trouver autant qu'il y a de tubes de glissement complets dans la cavité, compte tenu de l'exclusion des modes 0 et π), on passe à la seconde phase. Celle-ci permet une mesure plus précise, grâce à l'utilisation d'un synthétiseur de fréquences très stable, suivi d'un générateur de spectre et d'un amplificateur accordable, mais à bande passante relativement large. On règle l'amplificateur à l'une des fréquences précédemment trouvées, et le synthétiseur, au sous-multiple maximum de cette fréquence compatible avec sa gamme d'utilisation. On procède alors à une correction itérative des réglages du synthétiseur et de l'amplificateur jusqu'à ce que le signal de sortie d'une boucle de mesure placée dans la cavité atteigne une valeur maximum. Ce signal est observé, soit sur un oscilloscope (à échantillonnage), soit sur un voltmètre haute-fréquence. La mesure de la fréquence s'effectue alors par lecture directe de la valeur affichée sur le synthétiseur, et multiplication de cette valeur par l'harmonique sélectionné à la sortie du générateur de spectre.

Le schéma du banc de mesures est représenté sur la figure 36.

La méthode utilisée est quelque peu indirecte. Elle dépend très largement de l'appareillage dont nous disposions à l'époque où se sont déroulées ces expériences. Nous n'avions pas alors de fréquencesmètre, mais nous possédions un excellent synthétiseur de fréquences (0 à 50 MHz, par pas de 0,01 Hz), un générateur de spectre et un amplificateur capables d'étendre la gamme disponible jusqu'à 500 MHz. Nous disposions aussi d'un ensemble d'oscillateurs pouvant couvrir une gamme plus étendue, mais nettement moins stables et à lecture beaucoup moins précise que le synthétiseur. Compte tenu des dimensions de la cavité expérimentale, toutes les mesures devaient être effectuées au-dessus de 50 MHz, ce qui explique le processus utilisé.

Pour les structures de période très courte, la partie de la courbe de dispersion située au voisinage du mode 0 dépassait même nettement 500 MHz. Dans ce cas, nous avons dû nous contenter de valeurs approchées obtenues à l'aide d'un oscillateur à lecture peu précise, délivrant une fréquence assez mal stabilisée et très riche en harmoniques. Nous n'avons pas cherché à obtenir des valeurs plus précises, car ces modes sont trop éloignés de ceux utilisés pour l'accélération des ions pour présenter un intérêt véritable.

Au-dessus de 500 MHz, la précision est de l'ordre du MHz, alors qu'à plus basse fréquence, elle est de quelques dizaines de KHz, compte tenu de la méthode utilisée et surtout, de la dérive thermique de la cavité. L'erreur ainsi commise est donc nettement inférieure à celle introduite par la présence des glissières (de l'ordre de 1%, au voisinage du mode π).

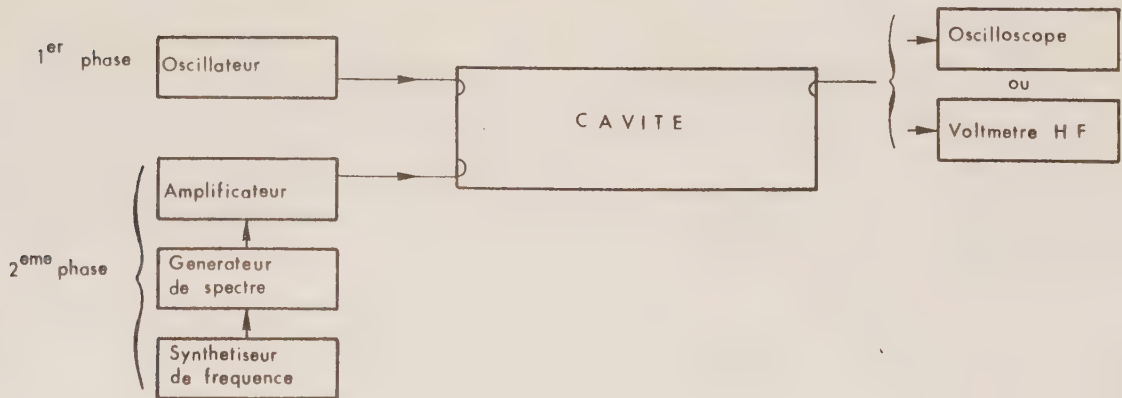


FIGURE 36 - Schéma de l'appareillage utilisé pour la mesure des fréquences de résonance.

ANNEXE V

PRINCIPE DES MESURES DU COEFFICIENT DE SURTENSION ET DE LA
REPARTITION DES CHAMPS DANS LA STRUCTURE INTERDIGITALE

Le coefficient de surtension à vide de la cavité est déterminé, par une méthode classique, à partir du tracé du cercle représentatif de la structure sur l'abaque de Smith. Pour ce faire, l'appareillage comporte, outre l'ensemble synthétiseur de fréquence + générateur de spectre + amplificateur décrit dans l'annexe IV, un admittancemètre à travers lequel la cavité est alimentée.

Compte tenu de la dérive thermique de la cavité, et surtout de la qualité des contacts entre chaque support et la paroi cylindrique (influence du serrage des pinces), l'incertitude sur la mesure de Q peut dépasser 10%.

La mesure des champs se fait par la méthode des perturbations ²⁴⁾, à l'aide de billes conductrices et diélectriques.

L'oscillation est obtenue par bouclage d'un amplificateur sur la cavité qui impose pratiquement sa fréquence à l'ensemble, en raison de sa surtension beaucoup plus élevée que celle de l'amplificateur. La fréquence de résonance est mesurée à l'aide d'un fréquencesmètre.

Pour les mesures de champ électrique sur l'axe, nous disposons d'un banc de mesures assez élaboré, dont le schéma est donné à la figure 37. Les mesures de fréquences sont faites "au vol" pendant un temps très court (qui correspond à un très faible déplacement de la bille) lors de l'avance continue de la bille perturbatrice sur l'axe. Les signaux de sortie du fréquencesmètre et d'un codeur de position de la bille sont enregistrés au fur et à mesure sur bande perforée.

Compte tenu du temps nécessaire à la mesure, et surtout du temps de réponse incompressible du mécanisme de perforation, nous avons dû choisir un compromis entre le nombre de points mesurés et la durée du balayage. En effet, plus le déplacement de la bille est lent, plus la courbe mesurée tend à être continue, mais plus l'influence de la dérive thermique se fait sentir.

Les calculs ultérieurs (champ, rapport R_g/Q , facteur temps de transit) sont alors effectués sur ordinateur. Le programme utilisé à cet effet tend à réduire l'influence de la dérive, sans, bien entendu, parvenir à l'éliminer totalement.

Une autre cause d'erreurs, qui influence surtout le facteur temps de transit et le rapport R_g/Q effectif, provient de l'incertitude qui subsiste sur la position de l'objet perturbateur lors de chaque mesure de fréquence. Cette incertitude est liée à l'élasticité du fil de nylon utilisé comme support.

Cependant, c'est essentiellement la dérive de la cavité qui limite la précision des mesures. Lors de nos études systématiques du rapport R_g/Q (qui, on le sait, se déduit directement de la mesure de perturbation sur l'axe), nous avons observé que la dispersion des résultats expérimentaux obtenus pour une même géométrie croissait de manière sensiblement

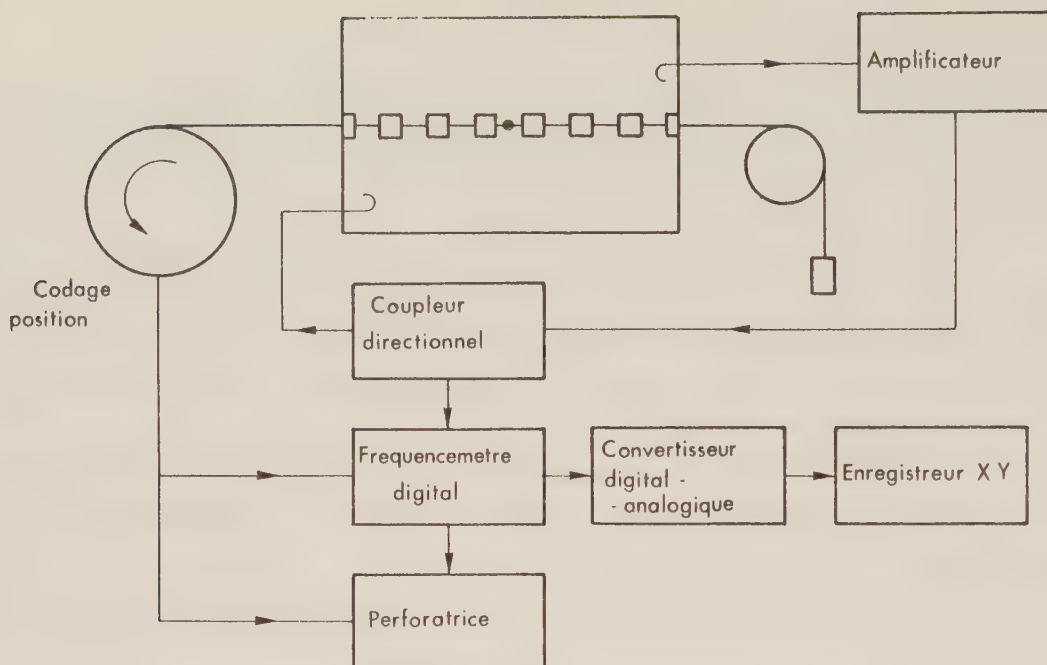


FIGURE 37 - Schéma du banc de mesures de champs, par la méthode des perturbations.

linéaire (de $\pm 2\%$ à $\pm 4\%$, environ) avec la longueur des cavités (qui pouvait varier du simple au double). L'examen des courbes de fréquence tracées (à partir d'un convertisseur digital analogique et d'un enregistreur XY) pendant chaque mesure nous a révélé une augmentation parallèle de l'influence de la dérive.

Les mesures de champ sur l'axe ont tout de même l'avantage de faire apparaître périodiquement la fréquence de résonance de la cavité non perturbée (lorsque la bille est à l'intérieur des tubes) ce qui permet de tenir compte, au moins partiellement, de la dérive et des risques de progression non linéaire de la bille (élasticité du fil). Cet avantage ne se retrouve pas pour les mesures de champ dans les autres régions de la cavité, qui sont donc moins précises. C'est le cas, a fortiori, pour la détermination du champ magnétique qui nécessite, on le sait, deux mesures de perturbation.

Bien entendu, si nous devons un jour, comme nous l'espérons, construire des cavités interdigitales accélératrices, leur étude sur maquette impliquerait une amélioration de notre appareillage expérimental. Par exemple, il conviendrait de stabiliser la température des cavités, de limiter les erreurs commises sur la position des objets perturbateurs, et de soigner davantage la qualité électrique des contacts. D'autre part, pour de telles mesures à fréquence bien déterminée, on pourrait améliorer, sur le plan des principes mêmes et en faisant appel à des méthodes plus rigoureuses, la précision des mesures de surtension et des mesures de champ.

BIBLIOGRAPHIE

- 1) J. P. BLEWETT
Linear accelerator injectors for proton synchrotrons
CERN Symposium, (1956), p. 162
- 2) J. POTTIER
Une nouvelle structure à cavité résonnante pour accélérateurs linéaires d'ions
Note CEA, No 195, (1957)
- 3) V. A. BOMKO, E. I. REVUTSKII, L. I. BOLOTIN
High-frequency characteristics of a linear accelerator raising multicharge ions to energies of 1 MeV per nucleon in an H_{111} wave.
Soviet Physics, Techn. Physics, 9, (1965), 979
- 4) N. E. KOVPAK, L. N. BARANOV, P. M. ZEIDLITS
A linear accelerator of protons with the 2.5 MeV energy on the H_{11n} wave
J. de Phys. d'Ukraine, 13, No 4, (1968), 552
- 5) J. POTTIER
A new structure for heavy-ions linacs
IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-16, No 3, (1969), 377
- 6) M. BRES
La structure interdigitale : essai d'interprétation théorique. Etude des principaux réglages permettant son utilisation pratique.
Thèse Doct. Spécialité (3ème cycle), Univ. de Lyon, (1971)
- 7) M. BRES, A. CHABERT, F. FORET, D. T. TRAN, G. VOISIN
The interdigital H-type (IH) structure, an accelerating structure for low energy beams
Particle Accelerators, 2, (1971), 17
- 8) M. S. LIVINGSTON
The development of high-energy accelerators
Dover Publ., Inc., (1966)
(Cet ouvrage regroupe tous les articles fondamentaux concernant les accélérateurs et en particulier ceux de R. WIDEROE, L. W. ALVAREZ, et D. H. SLOAN et E. O. LAWRENCE).
- 9) K. BLASCHE, D. BOHNE, Ch. SCHMELZER, B. STADLER
UNILAC, a variable energy heavy-ion linear accelerator
Proc. Int. Conf. on Nuclear Reactions induced by Heavy Ions, Heidelberg, (1969), 518
- 10) G. NASSIBIAN, J. R. J. BENNETT, D. BROADBENT, S. DEVONS, R. W. R.
R. W. R. HOISINGTON, V. E. MILLER
A one-MeV/nucleon Sloan and Lawrence heavy-ion linear accelerator
Rev. Sci. Instr., 32, (1961), 1316
- 11) D. S. JONES
The theory of electromagnetism
Pergamon Press, London, (1964)
- 12) W. C. HAHN
A new method for the calculation of cavity resonators
J. Appl. Phys., 12, (1941), 62

- 13) H. HAHN
Contributions à l'étude du mode déflecteur dans un guide circulaire à iris
Rapport CEA - R - 2745, (1965)
- 14) G. VOISIN
Une méthode de calcul de guides d'ondes de structure périodique de forme simple
C. R. A. S., 271, (1970), 1133
- 15) G. VOISIN
Fields and frequency calculations in simplified periodic structures
IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-18, (1971), No 3, 575
- 16) Y. GARAUULT
Etude d'une classe d'ondes électromagnétiques guidées : les ondes EH. Application aux structures déflectrices pour les séparateurs à onde progressive de particules relativistes
Rapport CERN 64-43, (1964)
- 17) D. T. TRAN
Structures accélératrices bi- et tri-périodiques
Revue Techn. Thomson-CSF, 1, (1969), 239
- 18) H. LEBOUTET, D. T. TRAN
Variable energy accelerating structure
IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-18, No 3, (1971), 553
- 19) F. FORET
Mesure du champ électromagnétique dans une structure interdigitale. Conséquences pour l'étude des tolérances et la répartition des pertes HF
Thèse Doct. Spécialité (3ème cycle), Univ. de Lyon, (1971)
- 20) P. M. LAPOSTOLLE, A. L. SEPTIER
Linear accelerators (Review and survey of accelerating structures par G. DOME)
North-Holland Publ., Amsterdam, (1970)
- 21) A. CHABERT, J. P. HADJOUT, G. VOISIN
Géométries accélératrices en structure interdigitale H
Rapport Interne, LYCEN/6851, (1968)
- 22) J. C. GAVET
Contribution à la mise au point de la méthode utilisée à Lyon pour l'étude des trajectoires dans un accélérateur linéaires d'ions
Thèse Doct. Spécialité (3ème cycle), Univ. de Lyon, (1971)
- 23) H. KLEIN, O. SIART
Acceleration of light and heavy ions with helix structure
Proc. 1970 Proton Linear Accelerator Conference, Batavia, Illinois, p. 293
- 24) G. VOISIN
Application de la méthode des perturbations à la mesure du champ électromagnétique dans des cavités résonnantes. Réalisation d'un banc de mesures
Thèse Doct. Spécialité (3ème cycle), Univ. de Lyon, (1966)

Vu :

les Membres du Jury

A. SARAZIN
A. BLANC-LAPIERRE
P. LAPOSTOLLE
A. SEPTIER
Y. GARALT
M. GUSAKOW
A. CHABERT
D.T. TRAN

Vu et approuvé :

le Directeur de l'U.E.R.,
de Physique Nucléaire,

A. SARAZIN

Vu et accordé le permis d'imprimer,

Lyon, le 8 novembre 1971

Le Président de l'Université Claude Bernard,

J. BOIDIN

